Thèse de Doctorat de l'Université Paris VI
spécialité: Physique de Hautes Energies

sur la

Recherche de leptoquarks dans l'expérience H1 auprès du collisionneur e-p HERA

présentée par

Vincent Boudry

pour obtenir le titre de
Docteur de l'Université Paris VI

soutenue le 18 Mai 1992
devant le jury composé de

MM	Michel	Baubillier
	Pierre	Fayet
	Joël	Feltesse
	André	Rougé
	Yves	Sirois

Résumé:

Prévus de façon naturelle par la plupart des théories au-delà du modèle standard, les leptoquarks pourraient avoir une masse à la portée de HERA, premier collisionneur électron-proton particulièrement bien adapté à la recherche de ces nouvelles particules. Pour la production par fusion directe, l'élimination des bruits de fond apparaît réalisable en combinant les contraintes cinématiques à une identification d'électrons isolés performante. Cette dernière fera appel à une séparation e/π avec le calorimètre à argon liquide de H1 optimisée grâce aux tests CERN de 1989. Un facteur de rejet des π supérieur à 10^3 a été obtenu à 95% d'efficacité de détection des électrons au-delà de 30 GeV. L'analyse du signal leptoquark et du bruit de fond de diffusion inélastique profonde, indiscernable événement par événement, à travers la chaîne complète de simulation détaillée et de reconstruction standards a permis de déterminer la sensibilité de H1 à la présence de leptoquarks en fonction de leur masse et de leur couplage électron-quark. En l'absence d'un signal significatif de production directe, l'existence de leptoquarks avec un couplage supérieur au couplage $\alpha_{\rm em}$ pourra être exclue jusqu'à des masses d'environ 300 GeV/c^2. Par des mesures d'asymétries de charge et de polarisation, les couplages supérieurs à 10 fois le couplage $\alpha_{\rm em}$ pourront être exclus jusqu'à des masses de l'ordre du TeV.

Abstract:

Leptoquarks appear naturally in most theories beyond the Standard Model. They could be produced by direct fusion with masses in the accessible range of the HERA electron-proton collider. There the background noise suppression can be achieved by combining kinematical constraints with a good isolated electron identification. The e/π separation performance of the H1 lAr calorimeter has been optimized using 1989 CERN test data and a rejection factor better than 10^3 was reached at 95% electron detection efficiency beyond 30 GeV. The study of the leptoquark signal and the DIS background, indistinguishable on an event-by-event basis, through the complete detailed standard simulation and recontruction chain allowed to determine the sensitivity of H1 to various type of leptoquarks as a function of the mass and coupling. In the absence of a discovery, leptoquarks having a coupling larger than $\alpha_{\rm em}$ can be excluded up to masses of 300 GeV/c^2 for a direct production and to the TeV scale by the study charged and polarisation asymmetries for couplings larger than 10 $\alpha_{\rm em}$.

Paradoxalement, la recherche de l'infiniment petit demande des budgets, des moyens et donc des collaborations de plus en plus grands. Il est toutefois possible, comme je l'ai découvert au cours de ces deux années de thèse, de faire des travaux aussi variés que l'étude de la prospective pour la recherche de leptoquarks ou que le développement et l'analyse des performances de la séparation e/π sur les données CERN. Pour cela et pour l'agréable impression qu'elle m'a faite de la Physique des particules, je remercie la collaboration H1 et l'ensemble de ses membres.

Pour m'avoir accueilli et formé, je remercie profondement les membres du groupe H1 du L.P.N.H.E. de l'Ecole Polytechnique et en particulier, Bernard Andrieu, François Moreau et Stephen Orenstein pour leur conseils et leur attention au cours de répétitions de présentation qui ont dû leur paraître souvent bien indigeste. Enfin, pour leur soutient logistique ou technique, et pour leur amitié je tiens à exprimer ma gratitude à Jean-Pierre Pharabod et Ursula Berthon.

Mes premiers pas dans la "vie active" n'auraient pas été aussi agréables hors de l'ambiance chaleureuse du Laboratoire de Physique Nucléaire des Hautes Energies, j'en remercie chacun de ses membres physicien, technicien ou secrétaire, et en particulier son directeur, Francois Jacquet; son accueil et son souci du bien être des étudiants sont exemplaires.

Tout mes remerciements vont aussi bien sûr aux membres du jury, et en premier lieu à Michel Baubiller pour avoir accepté à la fois de présider ce jury de thèse et d'en être le rapporteur. Qu'André Rougé, second rapporteur, trouve ici l'expression de mon estime et de ma gratitude pour ses conseils avisés. En sa qualité de membre du jury et pour ses commentaires éclairés, je remercie également Pierre Fayet. Merci enfin à Joël Feltesse de l'honneur qu'il m'a fait de faire partie de ce jury malgré un emploi du temps chargé.

Pour le choix d'une thèse, deux facteurs sont essentiels: le sujet et le directeur. Yves Sirois aura su me convaincre par son enthousiasme et sa vision de physicien que malgré ses handicaps la Physique des Particules peut rester vivante et passionnante. Qu'il trouve ici l'expression de ma plus profonde gratitude.

Mes dernières reconnaissances iront à ma famille qui m'a soutenu sans faille durant l'ensemble de mes études et en particulier au cours des deux trépidantes années qu'a pris cette thèse, en dépit des difficultés qu'elle a rencontré.

Table des matières

Introduction

Les collisions ep sur cibles fixes ont beaucoup contribué à la compréhension de la physique subatomique, et on ne peut légitimement qu'espérer de nouvelles découvertes de l'exploration de ce type de réaction aux hautes énergies. Les difficultés techniques propres à l'accélération simultanée et à la collision de particules de types différents ont longtemps été un obstacle à la construction d'un collisionneur ep, mais elles sont aujourd'hui résolues et cette lacune sera très prochainement comblée avec la mise en service de HERA et de ses expériences adjointes H1 et ZEUS au cours du mois de Juin 1992.

La sonde précise que constitue l'électron trouvera pleinement son expression bien sûr pour l'étude du proton et de ses fonctions de structure sur un domaine cinématique 30 fois plus étendu que ce qui a jusqu'à présent été exploré. Cela se fera par l'étude des diffusions inélastiques profondes en courants neutres ou chargés, complétée par celles, non moins importantes, des fusions boson-gluon et de la production de J/ψ, qui fourniront pour la première fois une mesure directe du contenu en gluon du proton. La connaissance de QCD profitera bien entendu de ces études mais sera testée dans des conditions optimales avec la détermination des fonctions de structure du photon via les mécanismes de photoproduction, réaction prépondérante, s'il en est, à HERA. La production de saveurs lourdes toujours par la fusion boson-gluon sera aussi un des sujets de physique principaux. Enfin l'étude du secteur des quarks de la force électrofaible trouve à HERA un terrain de prédilection (une région de Q^2 autour et au-delà de m_{W}^2 avec une polarisation de l'ordre de 80%, aussi bien en courants neutres que chargés).

J'ai rejoint le groupe H1 du Laboratoire de Physique Nucléaire des Hautes Energies de l'Ecole Polytechnique pour la réalisation de cette thèse. Ce groupe a pris une part importante dans la préparation de la recherche exotique réalisable auprès de HERA mais a aussi beaucoup contribué au développement du code standard de reconstruction de l'expérience H1 et particulièrement de l'identification des électrons isolés, notamment par l'analyse des données de test CERN du calorimètre à argon liquide. Cette thèse, effectuée sous la direction du Dr Yves Sirois, retrace ma contribution à ces travaux et plus spécifiquement ce qui concerne la détermination de la sensibilité de H1 au signal leptoquark et le développement d'outils de reconstruction des données détaillées, parmi lesquels une séparation e/π performante.

Les aspects théoriques de l'existence des leptoquarks constitueront le premier chapitre de cette thèse; le Modèle Standard, bien que remarquablement confirmé au LEP, présente quelques points faibles aussi bien esthétiques que techniques. Je commencerai donc par un bref aperçu de la théorie et de ses faiblesses, pour continuer par les solutions possibles qui peuvent éventuellement proposer l'existence de leptoquarks. Je m'efforcerai pour chacune d'elle de rappeler les principaux modèles et de donner un exemple prédisant un type de leptoquark caractéristique. La première approche est celle de Grande Unification, que j'illustrerai par le modèle minimal SU(5). Une deuxième solution est l'existence d'une sous-structure des bosons ou des fermions telle que proposée par les modèles composites. Un exposé rapide de leur principe nous permettra de situer le cas particulier de la Technicouleur. Enfin, l'introduction de concepts nouveaux (ou récemment redécouverts) tels que la supersymétrie et l'étendue spatiale des particules propre aux théories inspirées des supercordes sera décrite dans le cas d'une symétrie E_6.

La phénoménologie des leptoquarks à HERA sera développée dans le chapitre 2; l'introduction d'un Lagrangien effectif valable pour des leptoquarks "légers" et d'une classification me permettront de restreindre la recherche des leptoquarks à quelques types bien définis. Après une revue des limites actuelles directes et indirectes, je décrirai le signal attendu auprès d'un collisionneur ep: soit en voie directe par la production de l'électron incident avec un quark du proton ou avec un quark matérialisé à partir d'un gluon, soit suivant une voie indirecte par l'étude des asymétries de charge et de polarisation.

Je poursuivrai par la description de l'accélérateur puis du détecteur H1 (chapitre 3) en motivant par la physique les choix techniques spécifiques, notamment en ce qui concerne le calorimètre à argon liquide. Du fait de son importance, tant pour H1 que pour le sujet de cette thèse, ce dernier sera décrit séparement de façon détaillée. J'exposerai brièvement les principes fondamentaux de calorimétrie et les propriétés des gerbes électromagnétiques et hadroniques qui justifient la géométrie et la structure de ses modules, avant de terminer par les performances attendues.

Le chapitre 4 concernera la mesure et l'identification des électrons; j'y exposerai les principes généraux que j'ai retenus et, après la description des tests CERN 1989 du calorimètre à argon liquide et de l'analyse des données, leur application à ces dernières. Mon approche de la séparation e/π à l'aide du calorimètre développée sur les données recueillies est fondée sur l'utilisation d'estimateurs plus ou moins originaux exploitant ou non l'information sur l'axe principal de croissance des gerbes. Je clôturerai ce chapitre par la synthèse des résultats obtenus pour les différentes régions du calorimètre testées.

La finalisation de l'identification des électrons en tant qu'outil standard a été réalisée lors de son utilisation dans la chaîne d'analyse des événements (chapitre 5). Après une brève description de la production et du traitement des données, je suivrai le déroulement logique des opérations pour les présenter: les événements leptoquarks et de bruit de fond (diffusion inélastique profonde et contamination) produits par les programmes de génération sont filtrés avant de passer au travers de la simulation détaillée du détecteur puis de la reconstruction standard. Les derniers maillons de cette chaîne seront la mesure de l'électron et du jet de "diffusion".

L'élaboration de la recherche directe de leptoquarks (chapitre 6) a été réalisée grâce aux données ainsi produites et traitées. La mesure de la masse de ces objets se fera en grande partie par l'utilisation des outils de reconstruction de la cinématique de diffusion inélastique profonde que j'ai mis en œuvre. De plus la surcontrainte des variables cinématiques me permettra de quantifier et d'éliminer l'effet des corrections radiatives sur cette mesure. Après avoir justifié l'application de coupures cinématiques, je décrirai la méthode de recherche du signal direct de production de leptoquarks, ce qui nous amènera finalement à l'expression des limites d'exclusion/découverte de HERA pour les types caractéristiques de leptoquarks susceptibles de se manifester.

L'exploitation des effets virtuels des leptoquarks (chapitre 7) sur la distribution de la section efficace de la diffusion inélastique profonde au travers de l'étude des asymétries de charge et de polarisation, disponible avec HERA, me permettra d'étendre au-delà de la limite cinématique le domaine d'exclusion. La description de cette seconde analyse constituera la matière du dernier chapitre de cette thèse.

Chapitre 1

Les leptoquarks dans la physique au-delà du Modèle Standard

1.1 Le Modèle Standard

1.1.1 Description générale

Nous possédons aujourd'hui une théorie unifiée, au sens conceptuel, des interactions électrofaibles et fortes, le Modèle Standard reposant sur un principe de moindre action et une symétrie de jauge locale. Les champs de particules y sont décrits par des spineurs de Dirac dans un espace à 4 dimensions suivant la symétrie de l'espace-temps du groupe de Lorentz. Le Modèle Standard impose à ces champs fermioniques la symétrie de jauge locale[1] $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ composée de:

$\mathbf{SU(3)_C}$ pour la théorie de la ChromoDynamique Quantique (QCD), concernant les interactions colorées entre quarks. Les générateurs de ce groupe non-Abélien correspondent à 8 bosons colorés et sans masse, les gluons.

$\mathbf{SU(2)_L \times U(1)_Y}$, symétrie de la théorie électrofaible de Weinberg-Salam-Glashow, décrivant de manière unifiée les interactions faibles et électromagnétiques. Elle mène, après brisure spontanée de la symétrie, à l'existence de trois bosons intermédiaires massifs $W^{\pm}$ et Z^0 en plus du photon, et surtout rend compte de la structure chirale de la matière fermionique, l'interaction faible ne se couplant principalement qu'avec la partie gauche de celle-ci.

La symétrie électrofaible est spontanément brisée en $U(1)$, par l'introduction d'un champ scalaire et, suivant le mécanisme de Higgs, de termes de masse. Les descriptions de ce mécanisme ainsi que du Lagrangien du Modèle Standard pourront être trouvées dans les réf [1, 2].

---

[1] l'existence des bosons de jauge est fixé par le choix de la symétrie, le choix d'une représentation spécifique pour les fermions est, lui, arbitraire.

Les champs de fermions (leptons et quarks), décrits de façon chirale par les projections gauches et droites des spineurs $u_{f\mathrm{L}} = \frac{1}{2}(1-\gamma^5)u_f$ et $u_{f\mathrm{R}} = \frac{1}{2}(1+\gamma^5)u_f$, forment pour leur parties gauches des doublets d'isospin du groupe $\mathrm{SU}(2)_\mathrm{L}$ et pour leurs parties droites des singulets, donnant une structure qui se répète pour les trois générations:

$$\begin{array}{lll} \begin{pmatrix}\nu_\mathrm{e}\\ \mathrm{e}^-\end{pmatrix}_\mathrm{L}, \mathrm{e}^-_\mathrm{R} & \begin{pmatrix}\nu_\mu\\ \mu^-\end{pmatrix}_\mathrm{L}, \mu_\mathrm{R} & \begin{pmatrix}\nu_\tau\\ \tau^-\end{pmatrix}_\mathrm{L}, \tau_\mathrm{R} \\ \begin{pmatrix}\mathrm{u}\\ \mathrm{d}\end{pmatrix}_\mathrm{L}, \mathrm{u}_\mathrm{R}, \mathrm{d}_\mathrm{R} & \begin{pmatrix}\mathrm{c}\\ \mathrm{s}\end{pmatrix}_\mathrm{L}, \mathrm{c}_\mathrm{R}, \mathrm{s}_\mathrm{R} & \begin{pmatrix}\mathrm{t}\\ \mathrm{b}\end{pmatrix}_\mathrm{L}, \mathrm{t}_\mathrm{R}, \mathrm{b}_\mathrm{R} \end{array} \tag{1.1}$$

Chaque saveur de quark peut avoir trois couleurs (elle appartient à une représentation en triplet de $\mathrm{SU}(3)_\mathrm{C}$), alors que les leptons n'en ont pas (représentation en singulet). L'électron étant un état d'isospin faible, le courant neutre véhiculé par le Z^0 contribuera à une interaction faible entre les électrons en plus de la force électromagnétique usuelle de Coulomb. La symétrie locale U(1) est associée à des changements de phase simultanés de chaque particule, les phases relatives étant fixées par une affectation précise de l'*hypercharge faible* Y. Elle se définit par rapport à la charge e.m. Q et à l'isospin faible T_3 via $Q \equiv T_3 + \frac{Y}{2}$. Les valeurs de charge, d'isospin faible et d'hypercharge attribués aux différents fermions de la première génération (ils sont identiques pour les deux autres générations suivant le schéma 1.1) sont donnés dans les tables suivantes:

Leptons	T_3	Q	Y
ν_e	$\frac{1}{2}$	0	-1
e^-_L	$-\frac{1}{2}$	-1	-1
e^-_R	0	-1	-2

Quarks	T_3	Q	Y
u_L	$\frac{1}{2}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{3}$
d_L	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$
u_R	0	$\frac{2}{3}$	$\frac{4}{3}$
d_R	0	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{2}{3}$

Dans le secteur leptonique les neutrinos sont apparamment de masse nulle (au moins ν_e et ν_μ) et le courant faible chargé, pour chaque génération, prends la forme V–A:

$$J^\mu = \bar{u}_{\nu_\mathrm{e}}\ \gamma^\mu \frac{(1-\gamma^5)}{2}\ u_\mathrm{e}$$

Ce courant reflète la constatation expérimentale de l'exacte conservation de la saveur leptonique de chaque génération. Dans le secteur des quarks, l'interaction faible opère en fait sur des doublets de quarks gauches

$$\begin{pmatrix}u\\ d'\end{pmatrix}_\mathrm{L} \quad \begin{pmatrix}c\\ s'\end{pmatrix}_\mathrm{L} \quad \begin{pmatrix}t\\ b'\end{pmatrix}_\mathrm{L}$$

où d′, s′ et b′ sont des combinaisons des états propres de masse (*cad* physiques) de quarks d,s et b (les quarks de charge $-1/3$ ont été choisis par convention). Le courant V–A prend alors la forme

$$J^\mu = (\bar{u} \quad \bar{c} \quad \bar{t}\ )\ \gamma^\mu \frac{(1-\gamma^5)}{2} U \begin{pmatrix}d\\ s\\ b\end{pmatrix}$$

où la matrice unitaire U, proche de la matrice identité, est la matrice de mélange de Kobayashi-Maskawa dont les éléments sont paramétrisés par trois angles et une phase.

1.1.2 Phénoménologie et prospectives

Plusieurs remarques s'imposent d'abord concernant la structure électrofaible du Modèle Standard; le classement 1.1 reflète la violation maximale de la parité (structure V−A observée expérimentalement) pour les courants chargés de l'interaction faible[2], seuls les fermions (si on néglige leur masse) d'hélicité gauche étant couplés à ces courants. Cela s'avère fort utile du point de vue théorique [3] car le fait que pour l'interaction faible les entités élémentaires soient des états de masse nulle et de chiralité bien définie permet d'expliquer la faiblesse des masses des fermions physiques connus comparées à celle des bosons intermédiaires, et surtout comparées aux échelles naturelles présentes dans toutes les extensions du Modèle Standard, telle que par exemple la masse de grande unification ($\sim 10^{15}\,\mathrm{GeV}/c^2$). En effet, tant que la symétrie $\mathrm{SU(2)_L} \times \mathrm{U(1)_Y}$ n'aura pas été brisée, les fermions resteront de masse strictement nulle et échapperont aux corrections radiatives dont les termes, en $\delta m_f \approx \frac{\alpha}{4\pi} m_f^\circ$, sont proportionnels à la masse "nue" m_f°. Un des attraits du mécanisme de Higgs est de briser spontanément cette symétrie en donnant une masse aux fermions et aux bosons intermédiaires sans toucher à la renormalisabilité de la théorie. L'interaction forte, pour sa part insensible à la chiralité des quarks, peut donc avoir des états propres de masse finie (superposition d'états gauches et droits) triplets de couleur de $\mathrm{SU(3)_C}$. Il n'y a apparemment pas de brisure spontanée de cette symétrie.

Un second intérêt de la structure 1.1 est qu'elle préserve la renormalisabilité, susceptible d'être affectée par les anomalies des courants de jauges. En effet dans les théories avec des courants de jauge axiaux, il peut exister des contributions "anormales" [4] violant les identités de Ward (qui sont "l'expression" de l'invariance de jauge de la théorie). Ces anomalies pourraient, si elles ne s'annulaient pas, par exemple induire des transitions inversant l'hélicité même dans la limite des masses nulles.

Le problème peut se résumer [2] à celui de la contribution de diagrammes triangulaires du type de ceux montrés en exemple sur la figure 1.1 où la source est la composante axiale du boson de jauge $\mathrm{Z^0}$. Ces diagrammes peuvent potentiellement mener par exemple à une divergence non-renormalisable de la contribution à la diffusion $e\nu$. Chaque triangle contribue proportionnellement à $C_\mathrm{A}^f Q_f^2$ où Q_f est la charge électromagnétique et C_A^f le couplage axial au courant faible neutre. Dans le Modèle Standard, la somme des contributions des diagrammes de la figure 1.1 s'annulle au sein de chaque génération en tenant compte des trois couleurs de quark: $\frac{1}{2}(0) + (-\frac{1}{2})(-1)^2 + 3 \times \frac{1}{2}(\frac{2}{3})^2 + 3 \times (-\frac{1}{2})(\frac{1}{3})^2 = 0$. La nécessité d'éradiquer les anomalies triangulaires est un argument théorique puissant en faveur de la structure des générations des fermions.

Le Modèle Standard a été jusqu'à ce jour remarquablement confirmé par l'expérience, et en particulier par les récents résultats du LEP [5]. Il n'en demeure pas moins imparfait aussi bien esthétiquement que d'un point de vue théorique; en premier lieu ce n'est pas vraiment une théorie d'unification: les constantes de couplages g de SU(2) et g' de U(1) sont reliées entre elles (et la charge électromagnétique) par un angle de mélange qui doit être déterminé expérimentalement:

$$e = g \sin\theta_\mathrm{w} = g' \cos\theta_\mathrm{w}$$

[2]Le courant faible neutre est de manière prédominante mais non exclusive V−A. Les expériences de diffusion de neutrinos donnent des rapports des contributions (V−A)/(V+A) de $g_\mathrm{R}^2/g_\mathrm{L}^2 \sim 8 \times 10^{-2}$.

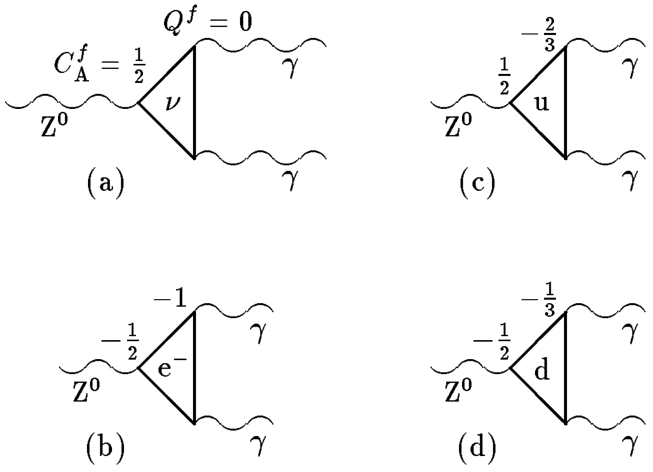


Figure 1.1: *Diagrammes de Feynman contribuants aux anomalies triangulaires du processus* $\mathrm{Z}^0 \to 2\gamma$ *dans le MS. Les couplages indiqués concernent la partie axiale du courant neutre.*

Ensuite, "l'économie" du Modèle Standard est affectée par une foison de paramètres libres, au nombre de dix-huit:

1+2 pour les interactions de jauge: QCD demande un couplage (α_s), et les interactions électrofaibles, un couplage et un angle de mélange (α, θ_w),

6+4+3 pour la représentation de la matière: les masses des 6 quarks (m_d, m_u, m_s, m_c, m_b, m_t), les 3 angles de mélange de la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa et sa phase de violation de CP (θ_{12}, θ_{23}, θ_{13},δ), et enfin, les masses des trois leptons chargés ($m_\mathrm{e}, m_\mu, m_\tau$),

2 enfin pour les masses des bosons intermédiaires (m_W) et du boson de Higgs (m_H).

Certains aspects de la structure en famille des fermions n'ont pas de fondement théorique profond: la réplication des générations reste un mystère, ainsi que la hiérarchie de masse des fermions. Enfin des problèmes techniques peuvent aussi surgir concernant la précision avec laquelle il faut ajuster certains paramètres (*fine-tuning*). Il y a par exemple celui du contrôle de la divergence des masses des scalaires Higgs après corrections radiatives (problème dit de la "hiérarchie"); maintenir la masse du Higgs à une échelle compatibles avec m_W demande un ajustement très précis entre la masse "nue" du Higgs et ses corrections (typiquement de l'ordre de $(m_\mathrm{H}/M_\mathrm{GUT})^2 \sim (m_\mathrm{W}/M_\mathrm{GUT})^2 \sim 10^{-26}$! pour une théorie de grande unification).

De nombreuses théories au-delà du Modèle Standard ont cherché à pallier à tout ou partie de ces faiblesses. Dans bien des cas le regroupement des leptons et des quarks en une seule variété implique l'existence de bosons transformant l'un en l'autre: les leptoquarks.

1.2 La Grande Unification

Parmi les quelques solutions envisagées aux problèmes du Modèle Standard, la plus naturelle est sans doute celle de la Grande Unification (Grand Unified Theory, ou GUT)[6, 2, 7] des interactions électrofaibles et fortes. L'idée d'une étape supplémentaire dans l'unification trouve appui dans la convergence à des énergies de l'ordre de 10^{15} GeV des couplages des trois interactions de jauge du Modèle Standard sous l'effet des équations du groupe de renormalisation. Le groupe de symétrie G d'unification doit englober $\mathrm{SU}(3) \times \mathrm{SU}(2) \times \mathrm{U}(1)$, de façon à ce que les transformations de jauges de ce seul groupe spécifient les couplages électrofaibles et forts en terme d'un couplage unique g_G. Ce doit être un groupe de Lie avec une représentation complexe afin de rendre compte de la chiralité des fermions, de rang au moins égal à quatre (2 générateur pour $\mathrm{SU}(3)_\mathrm{C}$, et 2 pour $\mathrm{SU}(2)_\mathrm{L} \times \mathrm{U}(1)_\mathrm{Y}$). Parmi les groupes de rang 4, seuls répondent à ces exigences SU(5) et $\mathrm{SU}(3) \times \mathrm{SU}(3)$, ce dernier étant rapidement éliminé car sa structure ne supporte pas la coexistence de particules de charges entières et fractionnaires [2]. Ce fut donc naturellement SU(5), en tant qu'extension minimale, qui fut choisi par Georgi et Glashow en 1974 [8]. Dans cette structure, les anomalies de jauges, et la quantification de la charge e.m., sont traités de façon tout à fait naturelle: en effet les 15 fermions de chacune des générations du modèle standard trouvent exactement leur place dans la représentation la plus simple respectant la symétrie du Modèle Standard, c'est à dire $\mathbf{5}^* + \mathbf{10}$ dans le schéma suivant:

$$\begin{pmatrix} \mathrm{d}_1^c \\ \mathrm{d}_2^c \\ \mathrm{d}_3^c \\ \mathrm{e}^- \\ -\nu_\mathrm{e} \end{pmatrix}_\mathrm{L} \quad ; \quad \begin{pmatrix} 0 & \mathrm{u}_3^c & -\mathrm{u}_2^c & \mathrm{u}_1 & \mathrm{d}_1 \\ & 0 & \mathrm{u}_1^c & \mathrm{u}_2 & \mathrm{d}_2 \\ & & 0 & \mathrm{u}_3 & \mathrm{d}_3 \\ & & & 0 & \mathrm{e}^+ \\ & & & & 0 \end{pmatrix}_\mathrm{L}$$

où la matrice 5×5 est antisymétrique et où l'indice ^{c} signe le conjugué de charge. Les générateurs devant avoir une trace nulle, l'opérateur diagonal de charge appliqué sur le premier multiplet, par exemple, aboutit à la remarquable contrainte de quantification de la charge suivante: $3Q_\mathrm{d} + Q_{\mathrm{e}^+} = 0$ (3 est le nombre de couleur).

SU(5) admet $5^2 - 1 = 24$ bosons de jauge parmis lesquels 8 gluons, les bosons intermédiaires $\mathrm{W}^\pm$ et Z^0 le photon et 12 nouveaux bosons leptoquarks nommés $\mathrm{X}^\pm$ et $\mathrm{Y}^\pm$, colorés, de charges fractionnaires 4/3 et 1/3, dotés de couplages quark-quark et lepton-quark. Les valeurs de ces couplages sont fixées par la symétrie de jauge et mènent à la prédiction du temps de vie fini et observable du proton. Les récentes limites sur ce temps de vie à $\tau(\mathrm{p} \to \mathrm{e}^+\pi^0) > 6.8 \times 10^{32}$ ans (90% CL) semblent exclure le modèle minimal de SU(5). En fait, la valeur calculée pour ce modèle [6] de $4.5 \times 10^{29\pm1.7}$ ans, proportionnelle à la puissance quatrième de la masse $M_{\mathrm{X,Y}} \sim M_{\mathrm{GUT}} \sim 10^{14,15}\,\mathrm{GeV}/c^2$, est très sensible à la valeur précise de cette masse. Des problèmes peut-être plus critiques pour ce modèle sont la prédiction du $\sin^2\theta_\mathrm{w}$ à quelques écarts standards des mesures du LEP et la non-rencontre des constantes de couplage: en effet, le calcul de l'évolution suivant les équations du groupe de renormalisation à une boucle donnent:

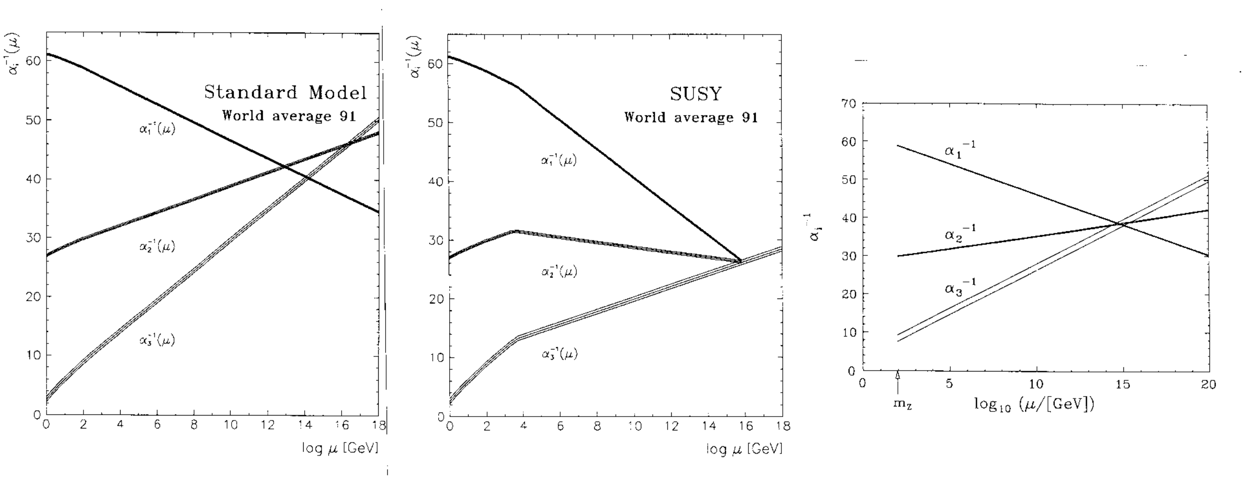
$$g_i^{-2}(\mu) = g_i^{-2}(\mu_0) + 2\beta_i \log(\mu/\mu_0) \tag{1.2}$$

$$\frac{g_1^2}{4\pi} = \frac{5}{3}\frac{\alpha}{\cos^2\theta_\mathrm{w}} \quad ; \quad \frac{g_2^2}{4\pi} = \frac{\alpha}{\sin^2\theta_\mathrm{w}} \quad ; \quad \frac{g_3^2}{4\pi} = \alpha_s$$

avec les coefficients β_i égaux pour SU(5) à:

$$\begin{aligned}
\beta_1 &= \frac{1}{48\pi^2}(33 - 4n_g) \\
\beta_2 &= \frac{1}{48\pi^2}(22 - 4n_g - \frac{1}{2}) \\
\beta_3 &= \frac{1}{48\pi^2}(-4n_g - \frac{3}{10})
\end{aligned}$$

Or si on prolonge les valeurs des mesures récentes du LEP depuis $\mathcal{O}(100)$ GeV jusqu'à $\mathcal{O}(10^{15})$ GeV on obtient [9] la figure 1.2a.



(a) (b) (c)

Figure 1.2: *Evolution au premier ordre des couplages des forces fortes et électrofaibles en fonction de l'énergie* (a)*; pour la théorie de grande unification* SU(5) *minimale. Le croisement des couplages n'a pas lieu à plusieurs écarts standards. Dans le cas d'un Modèle Standard Supersymétrique Minimal* (b)*, avec une échelle de masse des superpartenaires de* $M_{\mathrm{SUSY}} \sim 10^{3.4}$*, ou pour certains modèles de "séparation de multiplet"* (c)*, la convergence reste possible en accord avec les données les plus récentes.*

Sans abandonner complètement la simplicité de ce modèle deux idées sont à même de tirer SU(5) de ce mauvais pas: la supersymétrie et les leptoquarks légers.

La supersymétrie (SUSY) qui stipule une symétrie entre bosons et fermions (elle sera décrite plus profondement dans la section Supersymétrie et Supercordes un peu plus loin) présente l'avantage de résoudre le problème de la hiérarchie de façon naturelle. Elle doit pour cela être brisée à une échelle M_{SUSY} comprise entre quelques centaines de GeV et 10 TeV. L'introduction des superpartenaires des particules ordinaires va modifier les relations données par les équations du groupe de renormalisation, ce qui conduira en définitive au croisement des couplages à la lumière de l'ensemble des résultats mondiaux [10], pour des échelles de $M_{\mathrm{SUSY}} = 10^{3.4\pm0.9\pm0.4}$ GeV et $M_{\mathrm{GUT}} = 10^{15.8\pm0.3\pm0.1}$ GeV (fig. 1.2b). La masse M_{GUT} sera plus grande que celle du modèle minimal, ce qui satisfait aussi la contrainte sur le temps de vie du proton. Enfin la prédiction de la valeur de $\sin^2\theta_{\mathrm{w}}$ par ce Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM) est en accord complet avec les résultats du LEP [11].

Un modèle peut être un peu plus exotique [12] offre une solution à la convergence des constantes de couplage sans l'aide de la supersymétrie: l'hypothèse de départ est une séparation des masses des leptoquarks, à l'instar des quintuplet de Higgs dans le modèle de SU(5) minimal où le triplet de couleur reste lourd et le doublet de SU(2) est nécessairement léger. L'un devenant léger ($M < 1\,\mathrm{TeV}$) tandis que l'autre reste hyperlourd ($10^{15}\,\mathrm{GeV}$). Aucune explication n'est fournie pour motiver cette hypothèse qui demande un ajustement "miraculeux" des corrections radiatives, mais elle n'en demeure pas moins possible, d'autant que la prédiction du temps de vie du proton prévu dans ce cadre est marginalement compatible avec les limites expérimentales actuelles. Le leptoquark en question est en fait un doublet d'isospin faible avec des couplages n'autorisant pas la désintégration du proton et donnés par le Lagrangien:

$$\mathcal{L} = \lambda \bar{\mathrm{d}}_{\mathrm{R}} \ell_{\mathrm{L}} \chi + h.c.$$

et donc avec des charges électromagnétiques de $-\frac{4}{3}$ et $-\frac{1}{3}$. Le calcul de renormalisation à deux boucles conduit à la convergence des constantes de couplage comme cela est visible sur la figure 1.2c.

1.3 Nouvelles interactions et sous-structures

1.3.1 Modèles Composites

Confronté à une structure répétitive dont on ne comprend ni l'organisation (3 générations) ni les paramètres (masses des quarks et leptons), il est naturel de rechercher une structure sous-jacente de la matière. Ainsi dans la lignée des échelles successives en taille et en énergie caractérisant les comportements des molécules en atomes, les atomes en noyaux et électrons, les noyaux en nucléons et enfin les nucléons en quarks, viendrait celle des modèles composites $\Lambda \sim 1 - 10^3\,\mathrm{TeV}$.

Les motivations des modèles composites sont bien sûr la justification de la structure en famille identiques, à la masse près, mais aussi la solution du problème de la hiérarchie des scalaires de Higgs, le domaine d'intégration des corrections radiatives seraient limités par l'échelle d'énergie Λ introduite, au-delà d'autres degrés de liberté apparaissant. La quantification de la charge peut aussi être un argument supplémentaire en faveur de sous-constituants communs. Si enfin on considère comme anormal le fait que les interactions faibles soient les seules forces à courtes portées, et qu'elles pourraient être en fait les résidus d'une interaction confinante, les modèles composites sont des candidats adéquats pour une extension ou une modification du Modèle Standard [13].

Plusieurs classes de modèles ont été développées; elles se distinguent par le choix des particules composées, soit limité au secteur de Higgs comme pour la Technicouleur que j'aborderai dans la section suivante, soit étendu aux quarks, aux leptons et même aux bosons intermédiaires $\mathrm{W}^{\pm}$ et Z^0. Les particules de masses nulles tels les photons ou les gluons, sont en général laissées intactes, du fait de la difficulté théorique d'en faire des objets composés et de la beauté des théories qui les mettent en œuvre.

Pour les modèles décrivant des fermions composés, les différents choix portent sur la nature et nombres quantiques des sous-constituants ou *préons*; les contraintes expérimentales sur les modèles composites proviennent de la mesure du $(g-2)_\mu$, qui impose à des masses composites accessibles la chiralité aux sous-constituants (ou *préons*) et une échelle $\Lambda >$ 600 GeV, de la présence d'interactions de contact (limite sur Λ), de la limite sur les taux de processus rares de changement de saveur, tels $\mu \to \mathrm{e}\gamma$ ou $\mathrm{K_L} \to \mu\mathrm{e}$, interdits, et enfin de l'absence de particules "exotiques" à basse énergie. A cela viennent s'ajouter les contraintes théoriques énoncées par 't Hooft dans son principe de compensation des anomalies.

Essentiellement deux choix sont alors possibles: les préons sont soit uniquement des fermions, soit des fermions et des bosons. Le premier choix évite les problèmes liés aux scalaires. Un exemple en est le modèle des Rishons, à 2 fermions, porteurs de nombres quantiques de saveur, de couleur, et d'un indice de génération, qui préconise des états stables à 3 préons pour l'électron et les quarks. Pour les groupes d'hypercouleur (i.e. la nouvelle interaction liant les préons entre eux) les plus simples, les modèles subissent les contraintes du principe de protection chirale de 't Hooft et de compensation des anomalies ont tendance à développer l'existence d'états exotiques légers inobservés à ce jour.

Dans un deuxième choix, les préons peuvent être des fermions ou des bosons, comme dans le modèle des Haplons (à deux fermions et deux scalaires), ou celui de Abbott-Farhi (à deux préon: un fermion et un scalaire) qui propose un Lagrangien effectif de $SU(2)_L$ confinante. Deux solutions [14] peuvent être apportées au "problème de la hiérarchie": soit par l'utilisation de la supersymétrie, mais qui impose aussi ses inconvénients (un grand nombre de particules et la nécessité d'un mécanisme de brisure adéquat); soit par la définition d'une double échelle de sous-constituant: les scalaires étant eux-mêmes des états composés (à une échelle $\Lambda' \gg \Lambda$).

Ces modèles ont comme principal intérêt d'interpréter l'interaction faible comme des forces résiduelles de la symétrie d'hypercouleur, mais ne sont pas des théories unifiées. S'il est un reproche que l'on puisse faire à tous ces modèles en définitive, c'est bien celui de n'avoir pu donner une explication de la structure en famille de la matière, mais les échelles d'énergie mises en œuvre sont telles qu'il est très ardu de considérer les deuxièmes et troisièmes générations comme des états excités de la première, et il serait difficile dans ce cas d'expliquer l'absence de transition $\mu \to \mathrm{e}\gamma$.

Néanmoins dans certains modèles composites, dérivé de celui de Abott-Farhi, il peut exister des objets de type leptoquark, de spin 1, triplets de couleur, singulets, doublets ou triplets d'isospin, et de charge 2/3 [15].

1.3.2 Technicouleur

Un des modèles composites les plus attrayants est la Technicouleur, développé par Weinberg et Susskind en 1979. L'idée de base en est d'avoir un secteur de Higgs composé (les autres particules du Modèle Standard demeurent élémentaires) gouverné par une nouvelle interaction de jauge confinante non-Abélienne appellée *Technicouleur*, de structure parfaitement identique à QCD. Cette interaction aura une échelle $\Lambda_{\mathrm{TC}} \sim 1\,\mathrm{TeV}$ et agira uniquement sur de nouvelles particules, les technifermions. L'avantage de ce schéma sur celui du Modèle Standard est de permettre une brisure dynamique de SU(2) tout en évitant d'introduire des scalaires (et leur divergences quadratiques!) avec le potentiel adéquat. Les prédictions des masses des bosons intermédiaires sont reproduites: par exemple dans le modèle minimal de Technicouleur les technifermions forment des doublets de $\mathrm{SU}(2)_\mathrm{L}$, $\psi_{\mathrm{R}i}$ et $\psi_{\mathrm{L}i}$ où i est l'indice de $\mathrm{SU}(2)_{\mathrm{L+R}}$. La brisure spontanée de $\mathrm{SU}(2)_\mathrm{L} \times \mathrm{SU}(2)_\mathrm{R} \to \mathrm{SU}(2)_{\mathrm{L+R}}$ par les condensats $\langle \bar{\psi}_\mathrm{R} \psi_\mathrm{L} \rangle$ produira 3 bosons de Goldstone absorbés par $\mathrm{W}^\pm$ et Z^0 qui deviendront alors massifs.

Pour remplacer convenablement le mécanisme de Higgs du Modèle Standard, il faut aussi avoir un mécanisme pour fournir une masse aux quarks et leptons. Les modèles de *Technicouleur Etendue* (Extended TechniColor, ou ETC), dans lesquels une nouvelle interaction de jauge englobant la première couple les fermions aux technifermions, ont été inventés dans ce but. La brisure du nouveau groupe de jauge intervient à une échelle $M_\mathrm{ETC} > \Lambda_\mathrm{TC}$. Les quarks et leptons acquièrent par ce lien des masses radiatives, dérivées des masses dynamiques des technifermions, de l'ordre de $m_f \sim \frac{1}{M^2_\mathrm{ETC}} \langle \bar{\psi}_\mathrm{R} \psi_\mathrm{L} \rangle$. Cependant, les nouveaux bosons introduits ont des couplages aux quarks et aux leptons et peuvent induire des transitions violant la conservation des nombres leptoniques et baryoniques à des niveaux inacceptables dans les réactions telles que $\mathrm{K}^0 \to \mu^+\mu^-$, $\mathrm{K}^0 \leftrightarrow \bar{\mathrm{K}}^0$ ou $\mu \to \mathrm{e}\gamma$, pour peu que $M_\mathrm{ETC} < 500 - 1000\,\mathrm{TeV}$. Cette échelle limite les masses accessibles aux fermions à $m_f < 5 - 14\,\mathrm{GeV}$. Le choix d'un modèle non minimal a de plus la conséquence désagréable de multiplier les pseudo-bosons de Goldstone légers (de masse bien inférieure à Λ_TC) qui n'auraient pas manqué de se faire détecter à ce jour.

Ces modèles furent remis au goût du jour par les théories dites de "Walking Technicolor" qui par un comportement anormal de la Technicouleur Etendue et de ses coefficients d'évolution des équations de renormalisation parviennent à accroître la masse associée aux condensats $\langle \bar{\psi}_\mathrm{R} \psi_\mathrm{L} \rangle$, et finalement celles des fermions standards jusqu'à une échelle d'une centaine de GeV.

Des leptoquarks apparaissent dans les modèles non-minimaux, comme par exemple celui de Farhi et Susskind ou celui de Dimopoulos [16] qui introduit une famille de technifermions avec une structure absolument identique à celle du Modèle Standard:

$$\psi_\mathrm{L} = (\mathrm{U}_{\mathrm{L}\alpha i}, \mathrm{D}_{\mathrm{L}\alpha i}, \mathrm{N}_{\mathrm{L}i}, \mathrm{E}_{\mathrm{L}i});\ \psi_\mathrm{R} = (\mathrm{U}_{\mathrm{R}\alpha}, \mathrm{D}_{\mathrm{R}\alpha}, \mathrm{N}_\mathrm{R}, \mathrm{E}_\mathrm{R})$$

où les α sont les indices de couleur, et i ceux de $\mathrm{SU}(2)$. Le mécanisme de brisure de la symétrie globale de la Technicouleur $\mathrm{SU}(8)_{\mathrm{L+R}} \times \mathrm{U}(1)$ brisée par les nombres quantiques du Modèle Standard, libérera 63 pseudo-bosons de Goldstone parmi lesquels des leptoquarks avec une spectroscopie de masses groupées autour de 160 GeV avec des écarts de $\sim 10\,\mathrm{GeV}$. Les types de couplages, proportionnels à la masse des fermions, en sont à peu près libres.

1.4 Supersymétrie et supercordes

La supersymétrie (SUSY) est une symétrie liant les bosons aux fermions. Elle est d'un tout nouveau type; jusqu'ici nous avons rencontré deux ensembles de symétries:

- de l'espace-temps, appartenant à l'algèbre de Poincaré, que sont les translations P^μ et les rotations $M^{\mu\nu}$.

- internes, appartenant à l'algèbre de Lie, et définies par des relations de commutation $[T_a, T_b] = i f_{abc} T_c$.

Ces deux ensembles sont transparents l'un à l'autre, *cad* que leur générateurs commutent:

$$[T_a, H] = [T_a, P^\mu] = [T_a, M^{\mu\nu}] = 0$$

Il existe en fait une ultime classe de symétries de la nature, une algébre de Lie étendue, composées des supersymétries liant les fermions au bosons. Une seule d'entre elles est applicable à la physique des particules (i.e. supportant la chiralité): N=1. Les supermultiplets sont composés d'une particule ordinaire et sa superpartenaire avec une demi-unité de spin en moins. La première conséquence est qu'elles ont toutes deux les mêmes nombre quantiques, mis à part R défini comme

$$R = (-)^{3B+L+2J}$$

égal à $+1$ pour les particules et -1 pour leur superpartenaire. Si la R-parité n'est pas violée, les *s*particles doivent être produites par paires, ce qui implique la stabilité de la plus légère d'entre elles, candidate privilégiée pour signer l'existence de cette nouvelle physique. L'intérêt de cette symétrie, qui semble inévitable dans toutes les théories d'extensions du Modèle Standard, réside dans le fait qu'elle est la seule solution perturbative au problème de la hiérarchie; en effet les sparticules identiques à leur partenaire (au spin et à la masse près tant que SUSY n'a pas été brisée) apportent à tous les diagrammes de corrections radiatives et à tous les ordres une contribution compensant en grande partie celles des particules ordinaires. En fait seuls les scalaires des modèles ont besoin de cette protection, et cela impose pour le Higgs standard que $|m_B^2 - m_F^2| < \mathcal{O}(1\,\mathrm{TeV}^2)$.

Une autre application de la supersymétrie concerne les théories de cordes qui en ont besoin sous forme locale pour être cohérentes, et deviennent donc des théories dites de supercordes. Ces théories sont les seules offrant pour l'instant l'espoir d'unifier toutes particules et forces y compris la gravitation quantique dans un formalisme libre de divergence. L'idée force des théories de cordes est de remplacer la description ponctuelle classique des particules par des cordes fermés dont les modes d'excitation reproduirent les propriétés observables. Un nombre infini de particules est ainsi généré mais seul un nombre fini de modes de masse nulle décrivent les particules usuelles. L'échelle naturelle de ces théories, et des modes d'excitation de masse non nulle, est la masse de Planck, $M_\mathrm{P} = \left(\frac{\hbar c}{G}\right)^{\frac{1}{2}} \approx 10^{19}\,\mathrm{GeV}/c^2$ pour une taille de 10^{-33} cm et une tension de $\frac{M_\mathrm{P}}{2\pi}$. Quelques unes de ces théories les plus attrayantes sont celles nommées *supercordes hétérotiques*, à cause du traitement différent qu'elles accordent aux excitations gauches et droites. Un des modèles les plus simples se place dans un espace à 10 dimensions d'espace-temps, dont 6 seront compactifiés à l'échelle M_P^{-1}, avec une symétrie de jauge $E_8 \times E_8$. Un des E_8 se brisera en E_6 contenant la structure du Modèle Standard. La représentation **27** de E_6 englobera tous les fermions du MS plus quelques particules exotiques. L'autre groupe E_8 n'aura d'interaction que gravitationnelle avec l'autre secteur. Ce modèle conduit dans certains cas à l'apparition de leptoquarks légers, scalaires, singulets de $\mathrm{SU}(2)_\mathrm{L}$ et de charge $-\frac{1}{3}$ [17].

Chapitre 2

Phénoménologie des leptoquarks

Le collisionneur HERA offre l'opportunité de confirmer ou d'infirmer l'existence des leptoquarks à l'échelle de $m_{\mathrm{W}^\pm,\mathrm{Z}^0}$, la mixité des collisions lepton-hadron permettant leur production isolée. L'utilisation d'un Lagrangien effectif nous permettra d'établir une nomenclature complète et de décrire le signal attendu auprès d'un collisionnneur ep.

2.1 Un Lagrangien effectif général

Les leptoquarks sont une extension quasiment naturelle du Modèle Standard; ils peuvent être ajoutés au secteur de Higgs avec des couplages renormalisables quark-quark et lepton-quark [18]. Mais pour HERA, les seuls pertinents ont une masse de l'ordre de $M_\chi = \mathcal{O}(M_{\mathrm{W}})$, et doivent conserver les nombres baryoniques et leptoniques. Un couplage quark-quark non nul autorisant une violation du nombre baryonique permettrait une désintégration "rapide" du proton, en désaccord avec l'expérience et doit donc être interdit. De plus, les couplages violant la conservation de la saveur leptonique et pouvant induire par exemple des transitions $\mu N \to \mathrm{e}N$ inobservées sont très fortement contraints: $\lambda < M_\chi/150\,\mathrm{TeV}$ [19]. Pareillement le changement de saveur des quarks est limité (*e.g.* $\mathrm{K}^+ \to \pi^+\nu\bar{\nu}$). On ne s'interessera donc qu'à ceux qui conservent la saveur, c'est-à-dire qui se logeront dans une structure en famille rigide avec des couplages diagonaux.

Buchmüller, Rückl et Wyler [20] ont proposé un Lagrangien effectif impliquant des leptoquarks scalaires et vecteurs avec les couplages les plus généraux invariants sous $\mathrm{SU}(3) \times \mathrm{SU}(2) \times \mathrm{U}(1)$ et conservant les nombres leptoniques et baryoniques. La structure en famille est produite par simple réplication. Les leptoquarks y sont des triplets de couleur et singulets, doublets ou triplets d'isospin faible, qui portent un nombre fermionique $F = 3B + L$ égal à 0 ou 2. On peut distinguer deux parties dans le Lagrangien suivant le nombre fermionique du leptoquark impliqué:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{F=0} + \mathcal{L}_{F=2}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{F=0} &= (h_{1\mathrm{L}}\bar{\mathrm{q}}_{\mathrm{L}}\gamma^\mu\ell_{\mathrm{L}} + h_{1\mathrm{R}}\bar{\mathrm{d}}_{\mathrm{R}}\gamma^\mu\mathrm{e}^-_{\mathrm{R}})\mathrm{V}_{0\mu} \\
&+ \tilde{h}_{1\mathrm{R}}\bar{\mathrm{d}}_{\mathrm{R}}\gamma^\mu\mathrm{e}^-_{\mathrm{R}}\tilde{\mathrm{V}}_{0\mu} + h_{3\mathrm{L}}\bar{\mathrm{q}}_{\mathrm{L}}\boldsymbol{\tau}\gamma^\mu\ell_{\mathrm{L}}\mathrm{V}_{1\mu} \\
&+ (h_{2\mathrm{L}}\bar{\mathrm{u}}_{\mathrm{R}}\ell_{\mathrm{L}} + h_{2\mathrm{R}}\bar{\mathrm{q}}_{\mathrm{L}}i\tau_2\mathrm{e}^-_{\mathrm{R}})\mathrm{S}_{1/2} \\
&+ \tilde{h}_{2\mathrm{L}}\bar{\mathrm{d}}_{\mathrm{R}}\ell_{\mathrm{L}}\tilde{\mathrm{S}}_{1/2} + \mathrm{cc.}
\end{aligned} \tag{2.1}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{F=2} &= (g_{1\mathrm{L}}\bar{\mathrm{q}}^c_{\mathrm{L}}i\tau_2\ell_{\mathrm{L}} + g_{1\mathrm{R}}\bar{\mathrm{u}}^c_{\mathrm{R}}\mathrm{e}^-_{\mathrm{R}})\mathrm{S}_0 \\
&+ \tilde{g}_{1\mathrm{R}}\bar{\mathrm{d}}^c_{\mathrm{R}}\mathrm{e}^-_{\mathrm{R}}\tilde{\mathrm{S}}_0 + g_{3\mathrm{L}}\bar{\mathrm{q}}^c_{\mathrm{L}}i\tau_2\boldsymbol{\tau}\ell_{\mathrm{L}}\mathrm{S}_1 \\
&+ (g_{2\mathrm{L}}\bar{\mathrm{d}}^c_{\mathrm{R}}\gamma^\mu\ell_{\mathrm{L}} + g_{2\mathrm{R}}\bar{\mathrm{q}}^c_{\mathrm{L}}\gamma^\mu\mathrm{e}^-_{\mathrm{R}})\mathrm{V}_{1/2\mu} \\
&+ \tilde{g}_{2\mathrm{L}}\bar{\mathrm{u}}^c_{\mathrm{R}}\gamma^\mu\ell_{\mathrm{L}}\tilde{\mathrm{V}}_{1/2\mu} + \mathrm{cc.}
\end{aligned} \tag{2.2}$$

dans lesquelles q_L et ℓ_L sont les doublets gauches de quarks et de leptons, et u_R, d_R et e_R^- les singlets droits de quarks *up, down* et de l'électron droit. La convention pour la conjugaison de charge est telle que $\psi^c = C\bar{\psi}^\top$ (ceci justifie la présence des matrices τ_2 non absorbées par les doublets d'isospin faible dans le Lagrangien). La nomenclature spectroscopique utilisée pour désigner chaque type de leptoquarks, énumérés dans les tables 2.1 et 2.2, est tirée de [21]; S_{T_3} et V_{T_3} sont des leptoquarks scalaires et vecteurs, l'indice T_3 correspond à leur isospin faible et leur hypercharge est donnée par la relation $Y = 2(Q - T_3)$. Les couplages autorisés à HERA pour un faisceau d'électrons sont énumérés dans la dernière colonne de ces tables. On peut noter que certains leptoquarks sont inobservables en collision ep car ils ne se couplent qu'avec des neutrinos.

2.2 Contraintes indirectes sur les paramètres

Les conditions indirectes sur les valeurs des couplages sont données par les expériences de basse énergie. Pour les leptoquarks de première génération la mesure expérimentale $\mathrm{BR}(\pi^+ \to e^+\nu_e) = 1.2 \times 10^{-4}$ aboutit [22] à $(\lambda_L\lambda_R)^{1/2} < M_\chi/10\,\mathrm{TeV}$, et impose l'exclusivité d'un couplage fort droit ou gauche pour les leptoquarks de faible masse. Ceci est toutefois naturellement réalisé dans certaines théories supersymétriques. Pour des leptoquarks se couplant préférentiellement aux saveurs lourdes (c.a.d. tels que prédits par la technicouleur ou les modèles composites), la mesure de $(g-2)_e$ [21] impose aussi une protection chirale (λ_L ou $\lambda_R \simeq 0$) pour $M_\chi < 1\,\mathrm{TeV}/c^2$.

Pour les couplages gauches seuls, il existe une limite indirecte provenant de l'universalité de l'interaction faible [19]: la constante G_F est la même pour la désintégration β et celle du muon, alors que nous observerions une différence si seule une des réactions bénéficiait d'une contribution des leptoquarks. La limite expérimentale dans le plan masse–couplage est $\lambda_L < M_\chi/1.7\,\mathrm{TeV}/c^2$. Cependant, il faut ajouter que dans le cadre d'une extension du secteur de Higgs cette limite s'affaiblit, du fait de l'échange d'un Higgs additionnel dans la désintégration du muon (le couplage est proportionnel à la masse).

2.3 Limites actuelles dans le plan masse-couplage

Les premières limites directes sur les leptoquarks furent données par les expériences CELLO et JADE auprès du collisionneur e^+e^- PETRA [23]. Elles ne concernent que les leptoquarks de charge 2/3 se couplant exclusivement aux fermions de la seconde génération par des réactions du type $e^+e^- \xrightarrow{\chi} c\bar{\nu}_\mu\bar{c}\nu_\mu$, $c\bar{\nu}_\mu\bar{s}\mu^-$, $s\mu^+\bar{s}\mu^-$. Elles sont données à 95% de niveau de confiance sur un ensemble de rapport de branchement presque complet en $\chi \to eq$ ou $\mu q'$, et sont obtenues, comme pour les expériences auprès des collisionneurs e^+e^- ou $p\bar{p}$, au travers de l'étude de trois signaux caractéristiques “classiques”: $\ell^+\ell^- + 2\,\mathrm{jets}$, $\ell^\pm + 2\,\mathrm{jets} + \nu$ et 2 jets + $\nu\bar{\nu}$ (une impulsion transverse manquante et une acoplanarité des 2 jets). Dans ces conditions, PETRA donne $5.0 \leq M_\chi \leq 20.8\,\mathrm{GeV}/c^2$.

Les expériences AMY et VENUS auprès de TRISTAN [24] se sont intéressées aux couplages à la première et à la seconde génération, sans mélange entre les deux. Elles fournissent

contribution des quarks du proton au Lagrangien (F=2)	type de LQ $^{Q}X_T$	T_3	Canaux autorisés à HERA
$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L \otimes \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$	$^{-1/3}S_0$	0	$e^-_L\ u_L \to e^-\ u$ $\to \nu_e\ d$
$e^-_R \otimes u_R$	$^{-1/3}S_0$	0	$e^-_R\ u_R \to e^-\ u$
$e^-_R \otimes d_R$	$^{-4/3}\tilde{S}_0$	0	$e^-_R\ d_R \to e^-\ d$
$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L \otimes \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$	$^{-4/3}S_1$ $^{-1/3}S_1$ $^{+2/3}S_1$	-1 0 1	$e^-_L\ d_L \to e^-\ d$ $e^-_L\ u_L \to e^-\ u$ $\to \nu_e\ d$ Aucun (coupl. ν_e)
$e^-_R \otimes \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$	$^{-4/3}V_{1/2}$ $^{-1/3}V_{1/2}$	$-1/2$ $+1/2$	$e^-_R\ d_L \to e^-\ d$ $e^-_R\ u_L \to e^-\ u$
$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L \otimes d_R$	$^{-4/3}V_{1/2}$ $^{-1/3}V_{1/2}$	$-1/2$ $+1/2$	$e^-_L\ d_R \to e^-\ d$ Aucun (coupl. ν_e)
$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L \otimes u_R$	$^{-1/3}\tilde{V}_{1/2}$ $^{+2/3}\tilde{V}_{1/2}$	$-1/2$ $+1/2$	$e^-_L\ u_R \to e^-\ u$ Aucun (coupl. ν_e)

Table 2.1: *Caractéristiques des leptoquarks de nombre fermionique $F = 2$.*

contribution des quarks du proton au Lagrangien (F=0)	type de LQ $^{Q}X_T$	T_3	Canaux autorisés à HERA
$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L \otimes \begin{pmatrix} \bar{d} \\ \bar{u} \end{pmatrix}_R$	$^{-2/3}V_0$	0	$e^-_L\ \bar{d}_R \to e^-\ \bar{d}$ $\to \nu_e\ \bar{u}$
$e^-_R \otimes \bar{d}_L$	$^{-2/3}V_0$	0	$e^-_R\ \bar{d}_L \to e^-\ \bar{d}$
$e^-_R \otimes \bar{u}_L$	$^{-5/3}\tilde{V}_0$	0	$e^-_R\ \bar{u}_L \to e^-\ \bar{u}$
$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L \otimes \begin{pmatrix} \bar{d} \\ \bar{u} \end{pmatrix}_R$	$^{-5/3}V_1$ $^{-2/3}V_1$ $^{+1/3}V_1$	-1 0 1	$e^-_L\ \bar{u}_R \to e^-\ \bar{u}$ $e^-_L\ \bar{d}_R \to e^-\ \bar{d}$ $\to \nu_e\ \bar{u}$ Aucun (coupl. ν_e)
$e^-_R \otimes \begin{pmatrix} \bar{d} \\ \bar{u} \end{pmatrix}_R$	$^{-5/3}S_{1/2}$ $^{-2/3}S_{1/2}$	$-1/2$ $+1/2$	$e^-_R\ \bar{u}_R \to e^-\ \bar{u}$ $e^-_R\ \bar{d}_R \to e^-\ \bar{d}$
$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L \otimes \bar{u}_L$	$^{-5/3}S_{1/2}$ $^{-2/3}S_{1/2}$	$-1/2$ $+1/2$	$e^-_L\ \bar{u}_R \to e^-\ \bar{u}$ Aucun (coupl. ν_e)
$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L \otimes \bar{d}_L$	$^{-2/3}\tilde{S}_{1/2}$ $^{+1/3}\tilde{S}_{1/2}$	$-1/2$ $+1/2$	$e^-_L\ \bar{d}_L \to e^-\ \bar{d}$ Aucun (coupl. ν_e)

Table 2.2: *Caractéristiques des leptoquarks de nombre fermionique $F = 0$.*

des limites indépendantes du couplage (création par paire) de $8.9 < M_\chi < 25.1\,\mathrm{GeV}/c^2$ et de $10.2 < M_\chi < 24.9\,\mathrm{GeV}/c^2$ respectivement pour la première et pour la seconde génération de leptoquarks de charge 2/3.

Toutes ces limites furent améliorées au LEP; OPAL [25] suppose une structure en famille avec un couplage diagonal pour les deux premières générations et un facteur de mélange avec la troisième autorisant des réactions telles que $\chi \to \nu_\tau s$ ou τc. Pour divers types de leptoquarks de première et seconde génération, elle fixe $M_\chi \geq 44.2\,\mathrm{GeV}/c^2$ et pour la troisième $M_\chi \geq 41.4\,\mathrm{GeV}/c^2$. ALEPH [26] n'a pris en considération que les leptoquarks du type S_0, tels que prédits par certains modèles inspirés des supercordes, possédant un couplage diagonal (aucun mélange intergénération) [27], produits par paires, et a obtenu le domaine de rejet suivant: $4 \leq M_\chi \leq 44\,\mathrm{GeV}/c^2$ (gen. 1), $6 \leq M_\chi \leq 44\,\mathrm{GeV}/c^2$ (gen. 2) et $M_\chi \leq 45\,\mathrm{GeV}/c^2$ (gen. 3)[1]. DELPHI [28] a également fait ce choix et trouvé des limites supérieures similaires de 42.5, 43 et $43\,\mathrm{GeV}/c^2$ pour les trois générations respectivement. La voie où seul un des leptoquarks est produit sur sa couche de masse a aussi été explorée par cette collaboration: il en résulte deux points limites à 50 et $60\,\mathrm{GeV}/c^2$ pour des couplages $\lambda^2/4\pi$ respectifs égaux à $0.6\alpha_{\mathrm{em}}$ et $1.6\alpha_{\mathrm{em}}$. L3 [29] a recherché outre les leptoquarks de type S_0 de charge $-1/3$ ceux de charge 2/3, dans un schéma n'autorisant aucun mélange intergénération, au travers des réactions $e^+e^- \to e^+e^-X$, $\mu^+\mu^-X$, $\tau^+\tau^-X$, $\nu\bar{\nu}X$. Des limites similaires à celles d'OPAL sont obtenues.

Il est intéressant de noter que l'efficacité des recherches sur les trois topologies d'événement tombe pour de faibles valeurs des masses de leptoquark ($\sim 5.0\,\mathrm{GeV}/c^2$) comme l'ont pris en compte les expériences auprès de PETRA et ALEPH.

Des limites directes ont aussi été fournies par les expériences auprès de collisionneurs $p\bar{p}$. UA1 [30] a recherché des leptoquarks scalaires produits par paire et couplés à 100% à la seconde génération. Les limites obtenues, dépassées par celle du LEP, sont de $15 < M_\chi < 33\,\mathrm{GeV}/c^2$ à 90% de niveau de confiance. La limite inférieure est due à une coupure sur la masse invariante minimale de la combinaison $\mu + \mathrm{jet}$.

Les meilleures limites publiées à ce jour proviennent de UA2 [31] pour des leptoquarks scalaires de la première génération. La recherche de processus de production de leptoquark unique par la réaction $\mathrm{q}g \to \chi\ell$ ou de production de paire par fusion gg ou annihilation $\mathrm{q}\bar{\mathrm{q}}$ s'est faite à travers les trois voies classiques et a abouti à $M_\chi \geq 74\,\mathrm{GeV}/c^2$ pour un rapport de branchement BR($\chi \to$eq)=100%.

La figure 2.1 compile l'ensemble de ces limites pour les leptoquarks de S_0 dans le plan masse-couplage avec un couplage gauche.

Une analyse similaire à celle d'UA1 et d'UA2 par l'expérience CDF au Fermilab, pourrait avec les données actuelles repousser la limite inférieure à $116\,\mathrm{GeV}/c^2$ et éventuellement, au cours de l'année 93 atteindre[2] $170\,\mathrm{GeV}/c^2$.

[1] Les leptoquarks de troisième génération n'auraient été visible qu'à travers la désintégration en $\chi \to \nu\mathrm{b}$, le quarks *top* étant trop massif.

[2] Présentation de M. Gold faite à la XXVI Conférence Internationale de Physique des Hautes Energies (Dallas).

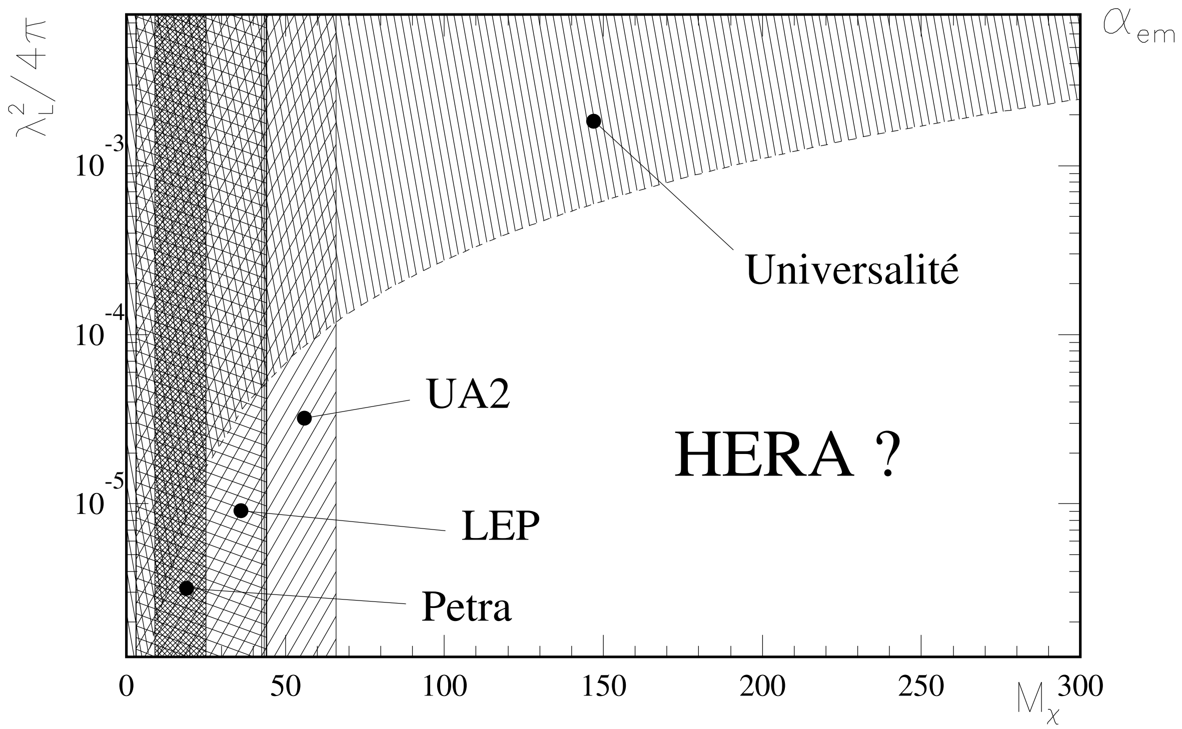


Figure 2.1: *Compilation des limites actuellement publiées sur les leptoquarks de type* S_0 *avec un couplage gauche (rapport de branchement* $BR(\chi \to \mathrm{eq}) = 50\%$*). La limite supérieure du cadre correspond au couplage e.m. On peut noter que les faibles masses (*$M_\chi < 3\,\mathrm{GeV/c^2}$*) ne sont contraintes que par la limite indirecte donnée par l'universalité du couplage faible. Le nouveau domaine couvert par HERA se situe dans la zone blanche de cette figure.*

2.4 Phénoménologie auprès d'un collisionneur ep

La production et la signature de leptoquarks ont été largement étudiées d'un point de vue phénoménologique pour des recherches présentes et futures auprès de collisionneurs e^+e^- $p\bar{p}$ et ep [32].

A HERA la production suit essentiellement deux schémas simples: la fusion directe de l'électron incident avec un quark (de valence ou de la mer) du proton (fig. 2.2a) ou celle avec un quark ou un antiquark provenant de la matérialisation d'un gluon du proton (fig. 2.2b). Ces deux voies seront étudiées pour la recherche directe des leptoquarks si leur masse reste sous la limite cinématique tandis que seule la première sera considérée pour des recherches indirectes.

2.4.1 La production directe

A) Par la fusion directe électron-quark

C'est la voie la plus simple de production des leptoquarks de première génération du type (ed) ou (eu) par fusion de l'électron incident avec un quark du proton. Elle profite

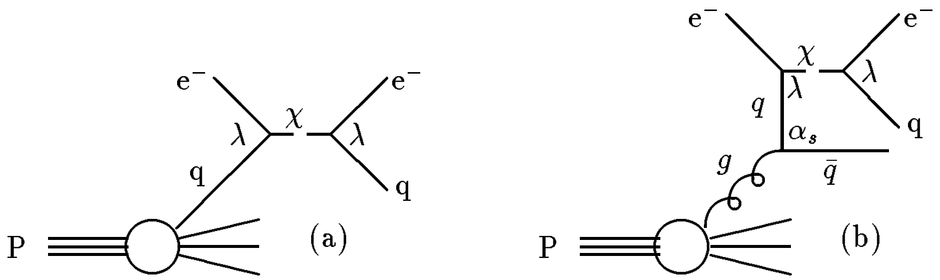


Figure 2.2: *Diagrammes de fusion directe électron-quarks de valence* (a) *et de matérialisation de gluon* (b) *pour la création de leptoquarks dans les collisions* ep.

pleinement de la nature mixte leptonique et hadronique du collisionneur pour la production d'une unique particule avec des voisins légers.

Cette production procède par des diagrammes du type de ceux des figures 2.3(b et c). La réaction de fusion laisse dans l'état final un électron et un jet isolés pour la voie de

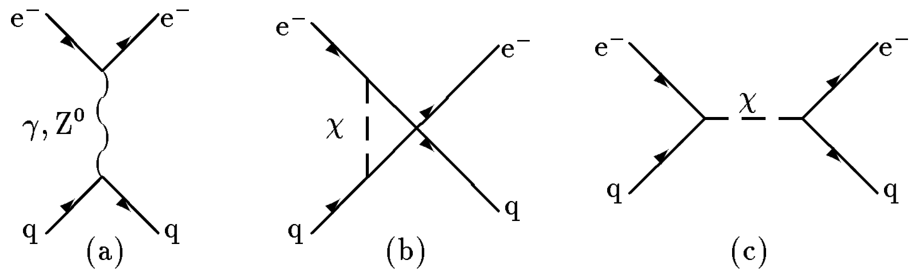


Figure 2.3: *Diagrammes de Feynman de la fusion électron-quark de valence en voie s* (c)*, de la diffusion (voie t)*(b) *et de la DIP standard* (a) *pris en compte pour le calcul de la section efficace.*

désintégration (eq) et une énergie transverse manquante et un jet dans la voie (νq). Ces états finaux sont identiques à ceux de la diffusion inélastique profonde (DIP) (2.3a) par courants neutres (γ, Z^0) ou chargés ($W^{\pm}$). Les processus de production de leptoquarks (2.3b et c) en sont indiscernables événement-par-événement et la section efficace différentielle devra contenir un terme d'interférence.

J'utiliserai donc les variables cinématiques développées pour la DIP et le formalisme des fonctions de structure des partons dans le nucléon [1, 33, 43]. Un événement DIP se caractérise par deux quantités invariantes de Lorentz indépendantes; le choix le plus simple au point de vue de la cinématique est celui de Q^2, la mesure positive du transfert d'impulsion, et ν, l'énergie déposée dans le référentiel de la cible (le proton). Ils s'expriment en fonction des quadri-moments initiaux $p_e^\circ = (E_e^\circ, 0, 0, -E_e^\circ)$ et finaux p_e de l'électron et du quadrimoment initial $p_P^\circ = (E_P^\circ, 0, 0, E_P^\circ)$ du proton:

$$Q^2 \equiv -q^2 = -(p_e - p_e^\circ)^2 \;\; ; \;\; m_P \nu \equiv p_P^\circ . q \tag{2.3}$$

où q est le quadrivecteur du boson échangé. Toutefois les quantités les plus utilisées par la suite, parce que plus proches de la physique, sont les *variables d'échelle* de Bjorken, x_B et

y_{B}, définies par:

$$x_{\mathrm{B}} \equiv \frac{Q^2}{p^{\circ}_{\mathrm{P}} \cdot q} = \frac{Q^2}{2m_{\mathrm{P}}\nu} \tag{2.4}$$

$$y_{\mathrm{B}} \equiv \frac{p^{\circ}_{\mathrm{P}} \cdot q}{p^{\circ}_{\mathrm{P}} \cdot p_{\mathrm{e}}} = \frac{2p^{\circ}_{\mathrm{P}} \cdot q}{s} = \frac{\nu}{\nu_{\mathrm{max}}} \tag{2.5}$$

où la variable de Mandelstam $s = (p^{\circ}_{\mathrm{P}} + p_{\mathrm{e}})^2$ est le carré de l'énergie dans le centre de masse électron-proton. x_{B} et y_{B}, toujours compris entre 0 et 1, sont liés entre eux par la relation:

$$Q^2 = xys \tag{2.6}$$

Nous travaillerons par la suite avec les couples (x, y) ou (x, Q^2) de variables indépendantes, suivant en cela choix classique d'expression des fonctions de structure du proton. Dans le modèle des quark-partons x_{B} est aussi la fraction de la quantité de mouvement du proton portée par le quark participant, si on néglige les corrections dues à QCD [43].

Le calcul de la section efficace différentielle pour la production de leptoquarks, incluant les termes d'interférence avec l'interaction électrofaible, fut développé dans la réf [20] où l'on trouvera l'expression détaillée des amplitudes de chacun des trois termes dans l'approximation des masses nulles (quarks et électrons):

$$\frac{d\sigma}{dx\,dQ} = \frac{1}{16\pi^2 x^2 s^2} \sum_{\mathrm{quarks}} \left\{ |A_\gamma + A_{\mathrm{Z}^0}|^2_{\mathrm{L,R}} + 2\mathrm{Re}\left[(A_\gamma + A_{\mathrm{Z}^0})A^*_\chi\right] + |A_\chi|^2_{\mathrm{L,R}} \right\} q(x, Q^2) \tag{2.7}$$

Le premier terme est l'amplitude de la DIP, le second celui de l'interférence entre les leptoquarks et la DIP, et le dernier celui des seuls leptoquarks. $q(x, Q^2)$ est la fonction de densité de probabilité de trouver un quark q portant une fraction x_{B} de l'impulsion du proton avec une sonde à moment de transfert Q^2.

Le terme quadratique des seuls leptoquarks prend la forme d'une Breit-Wigner avec la largeur dérivée du Lagrangien (équ. 2.2 et 2.1); si on néglige les masses des leptons et des quarks, les largeurs partielles deviennent:

$$\Gamma^{\mathrm{S}}_\chi = \frac{3}{2}\Gamma^{\mathrm{V}}_\chi = (\lambda^2/16\pi)M_\chi \ \text{ par couplage } \lambda \tag{2.8}$$

Il convient de sommer les largeurs de chacun des canaux de couplage pour obtenir la largeur totale. La résonance est très fine en raison du faible nombre des voies de désintégration; par exemple, pour $\lambda^2/4\pi \sim \alpha_{\mathrm{em}}$ et $M_\chi = 150\,\mathrm{GeV}/c^2$ sa largeur est de 270 MeV. En conséquence, la durée de vie du leptoquark, $\tau \simeq 10^{-24}$s pour ce même exemple, peut facilement être du même ordre de grandeur que le temps caractéristique de fragmentation de constituants colorés. La dépendance en λ^2 rend possible des valeurs encore plus grandes et des effets importants sur la signature des leptoquarks si ceux-ci ont le temps de former des états liés par la couleur avec un ou deux quarks. Nous avons négligé les effets de ce genre pour notre étude présente, mais cela devra être regardé de plus près.

La signature des leptoquarks est donc un pic étroit à $x = {M_\chi}^2/s$ constant sur le fond continu de la diffusion inélastique profonde. La distribution de la section efficace différentielle suivant x présente le profil caractéristique de la figure 2.4. Ce pic sera élargi par l'effet des

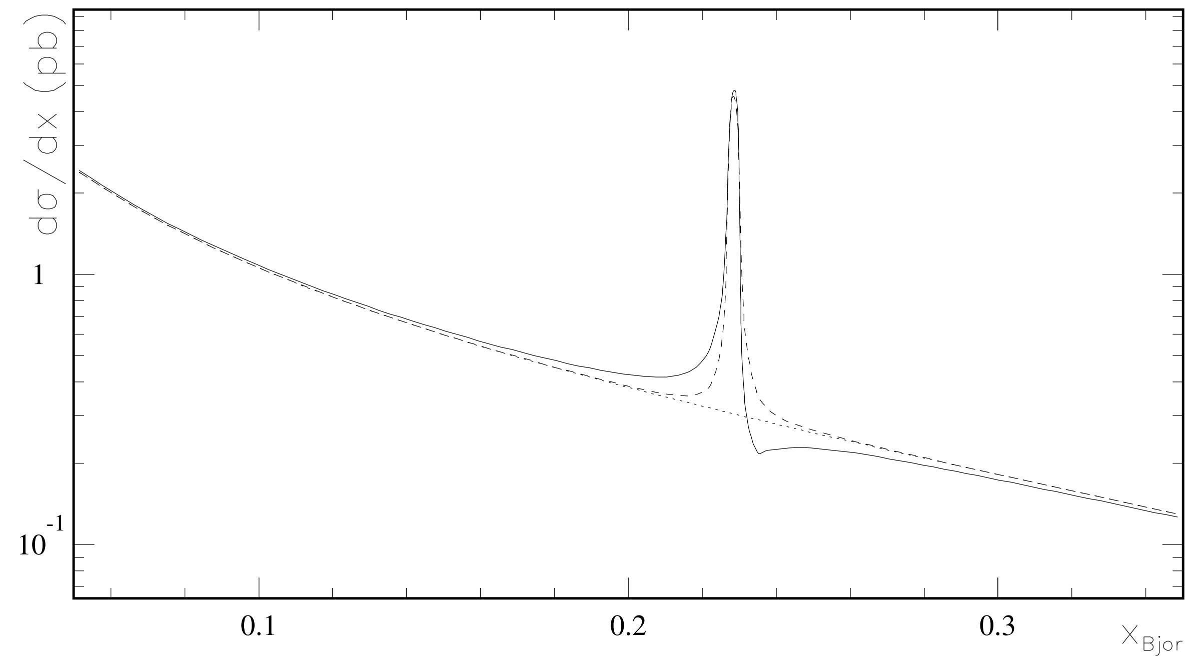


Figure 2.4: *Section efficace différentielle de production suivant x_{B} intégrée sur les $Q^2 > 1000\,\mathrm{GeV}^2$* (en continu) *pour un leptoquark de masse $M_\chi = 150\,\mathrm{GeV}/c^2$, somme de celles de la DIP* (en pointillé) *et de la résonance* (tirets) *modulée par le terme l'interférence.*

interférences (pour un couplage fort) et par les corrections radiatives. Pour contrecarrer les effets de ces dernières, il est toutefois possible d'éliminer les parties du plan x_{B}-y_{B} où les migrations sont trop importantes (voir section 6.3.6).

Dans l'approximation d'un pic de largeur nulle, la section efficace totale prend la forme:

$$\sigma(\mathrm{ep} \to \chi) = \frac{\pi}{4s} \lambda^2_{\mathrm{L,R}} \overset{(-)}{q} \left(\frac{{M_\chi}^2}{s} \right) \quad \begin{array}{ll} \times 1 & \text{pour les scalaires} \\ \times 2 & \text{pour les vecteurs} \end{array}$$

où $\overset{(-)}{q}(x_{\mathrm{B}})$ est la probabilité de trouver un quark (antiquark) portant une fraction x_{B} de l'impulsion du proton. Elle est proche de celles, sans approximation, utilisées pour la figure 2.5 qui donnent une idée du domaine couvert par HERA pour chacun des types des leptoquarks scalaires (a) et vecteurs (b) en fonction de leur masse.

Le bruit de fond de la DIP devra être réduit statistiquement par des coupures sur les variables cinématiques. Par exemple, une amélioration du rapport signal sur bruit conséquente peut être obtenue par une coupure sur y, surtout pour les leptoquarks scalaires; en effet, ils se désintègrent isotropiquement, donc avec une distribution plate en Q^2 (la seule dépendance résiduelle venant des fonctions de structures des quarks $q(x, Q^2)$), et en $y = Q^2/sx$ puisqu'ils sont produits à x constant. La dépendance de la DIP est en $1/Q^4 \sim 1/y^2$ (voir fig. 2.6). Une coupure haute sur l'angle de diffusion de l'électron a un effet similaire. Cependant, l'invariance d'échelle de la variable y assure une coupure indépendante de l'énergie (masse du leptoquark), tout en conservant la séparabilité des signaux à grand angle, comme on peut s'en rendre compte sur la fig. 2.7.

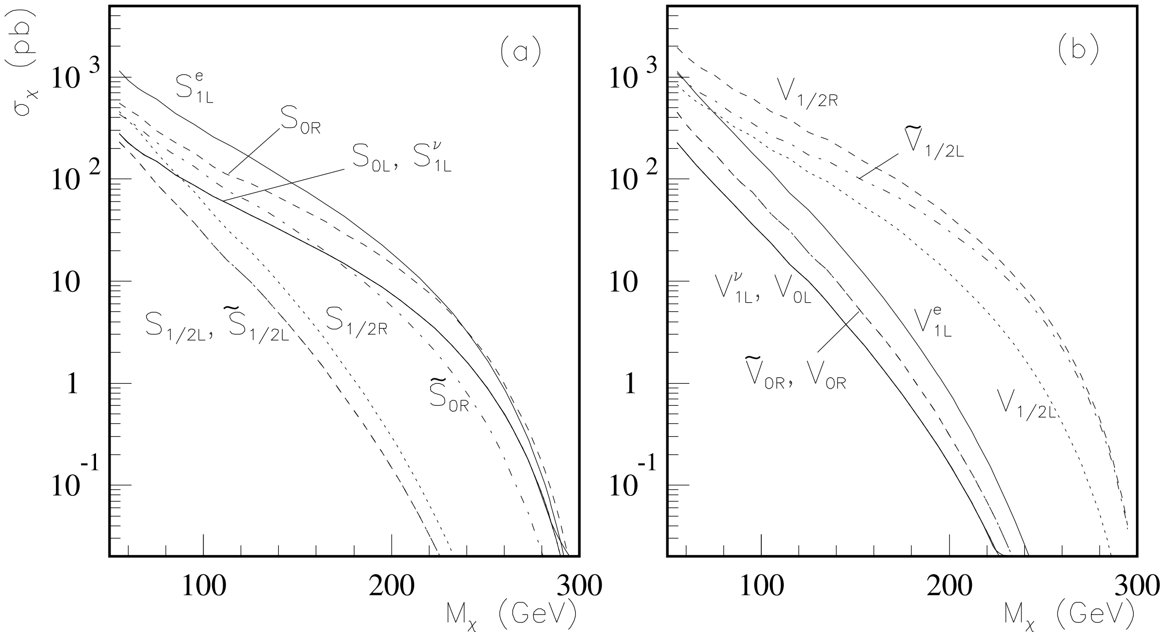
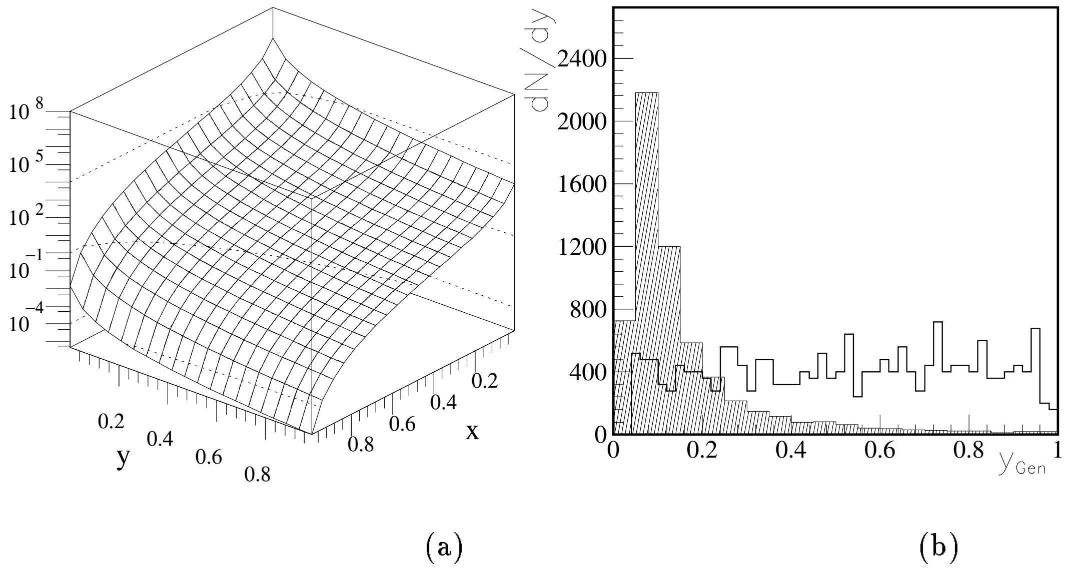


Figure 2.5: *Sections efficaces totales de production intégrées pour* $x > 0.01$ *et* $y > 0.01$ *fonctions de la masse de leptoquarks scalaires* (a) *et vecteurs* (b) *avec des couplages exclusifs* $\lambda_{\rm L}$ *ou* $\lambda_{\rm R} = 0.1$ *et un rapport de branchement de 100% dans la voie finale indiquée (*e *ou* ν*). La différence entre les leptoquarks* $F = 2$ *et* $F = 0$ *reflète la structure interne du proton (quarks de valence + quarks de la mer).*



(a) (b)

Figure 2.6: *Section efficace différentielle de la DIP en fonction de* x *et de* y *en échelle logarithmique* (a). *Une coupure suivant une des lignes de niveau (en pointillé) améliorera le rapport signal sur bruit surtout pour des leptoquarks scalaire dont la distribution en* y (b) (ligne continue) *est plane alors que la DIP* (hachuré) *chute en* $1/y^2$.

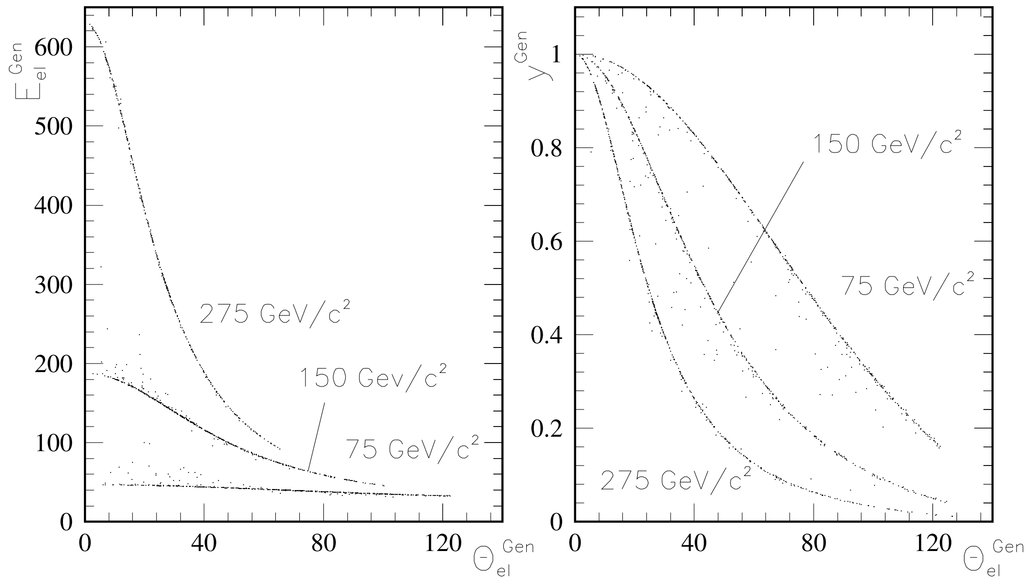


Figure 2.7: *Effet d'une coupure à $y > 0.1$ dans le plan angle-énergie de l'électron diffusé pour des leptoquarks générés à $M_\chi = 75, 150$ et $275\,\mathrm{GeV/c^2}$* (a). *On peut noter la dépendance de cette coupure en fonction de l'angle de l'électron* (b), *qui permet une séparation minimale des masses.*

B) Par la matérialisation d'un gluon (gluon splitting)

La réaction $g \rightarrow q\bar{q}$ (e.g. dans le processus de fusion boson-gluon) est l'une des principales voies de production des saveurs lourdes à partir du proton. Elle est aussi la seule utilisable pour la recherche de leptoquarks se couplant préférentiellement aux quarks lourds b ou t, tels que ceux qui apparaissent dans les théories de technicouleurs ou les modèles composites [34]. Les deux schémas de production sont la fusion de l'électron incident avec un des quarks créés à partir d'un gluon du proton (fig. 2.8a) et plus marginalement la matérialisation directe d'une paire de leptoquark à partir de ce gluon (fig. 2.8b).

Pour la voie (eb), l'état final principal est constitué des deux jets des quarks b et d'un électron isolé (eq). La voie de désintégration νt est plus complexe à étudier, mais ne paraît pas être autorisée à HERA au vu des récentes prédictions sur la masse du top. Comme l'a montré une étude effectuée avec une simulation rapide du détecteur H1 [21], il est possible de reconstruire un pic pour la masse invariante des leptoquarks sur un fond de DIP et de production de saveurs lourdes moyennant des coupures sur l'énergie totale dans le calorimètre, sur l'énergie transverse des hadrons, sur Q^2 et sur x_B. Le jet reconnu comme étant celui du quark b est celui, avec $\eta > 1$ et, en cas de multiplicité, donnant la plus grande masse invariante (e, jet). Une efficacité de 25 % est alors atteinte.

Pour la fusion électron-quark massif, l'expression de la section efficace totale de production $\sigma(\mathrm{eg} \rightarrow \mathrm{Q}\chi \rightarrow \mathrm{eQ\bar{Q}})$ est fournie dans la même réf. [21]; quelques approximations réalistes ($\sqrt{\hat{s}} \gg m_\mathrm{Q}$, $\hat{s}$ étant l'énergie du centre de masse eg; séparation de la production en une matérialisation $g \rightarrow Q\bar{Q}$ et une fusion $\mathrm{e}^-Q \rightarrow \chi$ distinctes) lui permettent de prendre

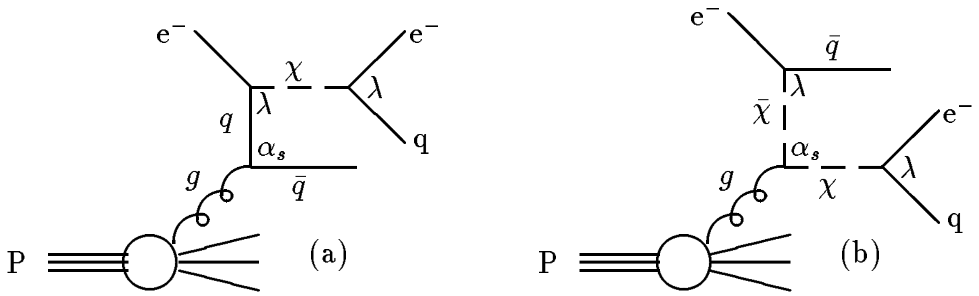


Figure 2.8: *Diagrammes de Feynman de la production de leptoquarks via la matérialisation d'un gluon en paire $q\bar{q}$ et fusion avec l'électron incident* (a) *ou en paire $\chi\bar{\chi}$* (b). *Ces modes de production souffrent d'un faible espace de phase et d'une fonction de structure du gluon concentré aux petits x.*

la forme simple suivante:

$$\sigma(\mathrm{ep} \to \mathrm{qQ\bar{Q}}) = \int_\tau^1 dx\, g(x, \hat{s})\, \hat{\sigma}(\hat{s} = xs) \;\; ; \;\; \begin{cases} \tau = (M_\chi - M_\mathrm{Q})^2/s \\ \hat{\sigma}(\hat{s}) = \frac{\lambda^2 \alpha_s}{8\hat{s}} \log \frac{\hat{s}}{m_\mathrm{Q}} \end{cases} \tag{2.9}$$

Cette voie de recherche se heurte à quelques limitations: la section efficace est proportionnelle à la fonction de structure du gluon dans le proton, concentrée vers les petits x et donc aux petites énergies, elle est de plus affaiblie par un facteur de mélange interfamille (et;eb), enfin c'est aussi une réaction à deux corps lourds: le quark et le leptoquark disposent de peu d'espace de phase. En définitive, l'utilisation de la voie (et) semble fortement compromise pour HERA à la vue de récentes limites sur la masse du quark top, $M_\mathrm{t} > 89\,\mathrm{GeV}$ obtenues à CDF [35].

Cette direction de recherche n'a pas été développé dans le cadre de cette thèse étant donné que les sections efficaces totales de production des leptoquarks de type (eb) sont plus faibles d'un facteur 10 comparées à celles de la première génération (ed) pour un couplage $\lambda_\mathrm{L} = 0.1$ et une masse $M_\chi = 150\,\mathrm{GeV}/c^2$. La priorité a donc été donnée à la production par fusion avec un quark de la mer ou de valence.

2.4.2 Effets virtuels

Au-delà de la limite cinématique, de 314 GeV pour HERA, les leptoquarks sont encore détectables, via leurs contributions virtuelles, par les mesures de sections efficaces totale et différentielles de la diffusion inélastique profonde. La recherche indirecte peut être réalisée par des mesures d'asymétries, moins sensibles aux erreurs systématiques qu'une mesure absolue des sections efficaces. Certaines études portant sur la recherche de leptoquarks près ou au-delà de la limite cinématique pour HERA à l'aide d'asymétries ont été réalisées pour les théories composites [36] et surtout pour les leptoquarks ${}^{-1/3}\mathrm{S}_0$ issus de théories inspirées des supercordes basées sur E_6 [37, 38]. Mais les couplages utilisés, $\lambda_\mathrm{L} = \lambda_\mathrm{R}$, sont incompatibles avec les contraintes actuelles.

A HERA, nous avons accès à 4 sections efficaces, $\sigma_{\rm L}^{+}, \sigma_{\rm R}^{+}, \sigma_{\rm L}^{-}$ et $\sigma_{\rm R}^{-}$ pouvant être combinées en 8 asymétries, dont trois seulement sont indépendantes:

$$A_{P_1P_2}^{q_1q_2} = \frac{\sigma_{P_1}^{q_1} - \sigma_{P_2}^{q_2}}{\sigma_{P_1}^{q_1} + \sigma_{P_2}^{q_2}}$$

où $P_{1,2}$ et $q_{1,2}$ sont les polarisations et les charges des leptons incidents (électrons ou positrons) de deux lots de données indépendants. Ces 8 asymétries sont celle de charge non polarisée A^{-+}, celle de polarisation non chargée $A_{\rm LR}$, celles de polarisation $A_{\rm LR}^{--}$ et $A_{\rm LR}^{++}$, de charge $A_{\rm LL}^{-+}$ et $A_{\rm RR}^{-+}$ et combinées $A_{\rm LR}^{-+}$ et $A_{\rm RL}^{-+}$.

Dans un premier temps nous chercherons, au chapitre 7 à reproduire les résultats des analyses publiées dans les réf. [36, 37, 38] en nous basant sur le Lagrangien effectif de Buchmüller et al. [20], puis nous explorerons diverses méthodes à base χ^2 de la forme:

$$\chi^2 = \left(\frac{A - A_{\rm MS}}{\delta A_{\rm MS}}\right)^2 ; \delta A_{\rm MS} = \frac{1 - A^2}{\sqrt{1-A}} \frac{1}{\sqrt{2\mathcal{L}\sigma}} \tag{2.10}$$

donnant une estimation de l'écart de la mesure expérimentale à la prédiction du Modèle Standard.

Les premières mesures de la polarisation sont de bonne augure puisque des valeurs de l'ordre de 15 % ont été atteintes et semblent être reproductibles. Cependant les premières prises de données se feront avec un faisceau non polarisé et il faudra attendre quelques années pour que les valeurs nominales soient atteintes.

Chapitre 3

L'expérience H1 à HERA

Parmi toutes les expériences de physique des particules aux hautes énergies, seules H1 et ZEUS, travaillant auprès de l'accélérateur HERA, observeront le produit de collisions entre des électrons et des protons accélérés à des énergies de plusieurs centaines de GeV dans le centre de masse. Le collisionneur HERA (Hadron Electron Ring Accelerator) se trouve sur le site de DESY (Deutsches Elektronen SYnchrotron), à Hambourg (RFA). Il est le fruit d'une participation, outre l'Allemagne, du Canada, de la Chine, de la France, d'Israël, des Pays-bas, de la Pologne, du Royaume-Uni et des USA. Sa construction, débutée en 1984 s'est achevée en 1990. Les derniers tests sont actuellement (Mai 1992) en cours et son exploitation pour des prises de données utiles à la physique devrait débuter très prochainement.

3.1 Le collisionneur HERA

Premier collisionneur ep, HERA (figure 3.1) accélérera des électrons (ou des positrons) à une énergie de 30 GeV[1] qui percuteront des protons de 820 GeV, fournissant une énergie maximale dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 314\,\mathrm{GeV}$ (soit $Q^2_{\mathrm{max}} \simeq 98400\,\mathrm{GeV}^2$) équivalente à celle qui serait obtenue par une expérience sur cible fixe avec un faisceau d'électrons de 51 TeV.

Sur trois zones d'interaction utilisables, deux sont consacrées aux expériences H1 et ZEUS, et la troisième servira à des tests de la mesure de la polarisation des électrons (positrons). Le tunnel d'une circonférence de 6,3 km contient l'anneau des électrons et au-dessus, celui des protons. L'injection se fait à partir de PETRA, qui fournit des protons de 40 GeV/c et des électrons de 14 GeV/c. La mise en place de rotateurs de spin, près des points d'interaction permettra d'atteindre une polarisation longitudinale de 80 % au bout de 25 mn (le temps caractéristique d'alignement des spins va en $1/E^5$) [39].

Une luminosité nominale de $\mathcal{L} = 1.5 \times 10^{31}\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ sera atteinte grâce à la haute fréquence de croisement de paquets ($\tau \simeq 98\,\mathrm{ns}$), à leur grand nombre (210) et à leur dimension transversale aux croisements de $2 \times 10^{-4}\,\mathrm{cm}^2$. Afin d'avoir des collisions frontales,

[1] L'énergie nominale de démarrage de l'expérience en 1992 s'est avérée être en fait de 26.7 GeV.

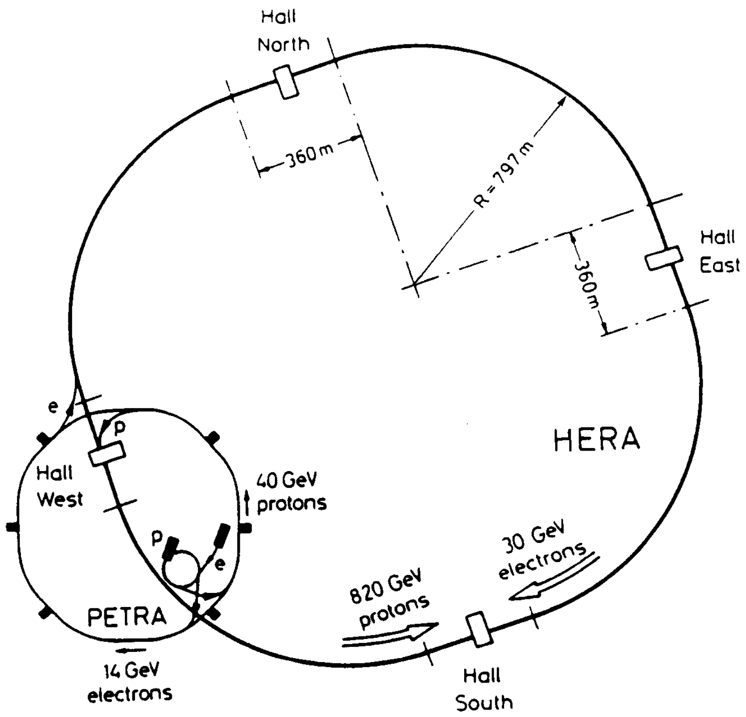


Figure 3.1: *L'accélérateur HERA au centre de Hambourg*

et parce que les anneaux d'accélération sont superposés, il est nécessaire de courber les faisceaux (particulièrement celui d'électron, de plus faible énergie) aux voisinage des détecteurs, ce qui amènera un surplus d'émission de rayonnement de freinage dont il faudra se protéger. En terme de productivité, cette luminosité permet l'observation pour un $Q^2 > 5\,\mathrm{GeV}^2$ d'une centaine d'événements en courant chargé par jour et de près de mille fois plus en courant neutre. La conception de HERA autorise en fait d'accélérer des électrons (positrons) jusqu'à 35 GeV, et la bonne tenue des aimants supraconducteurs de 4.65 T laisse espérer de pouvoir monter l'énergie du faisceau de proton jusqu'au TeV.

3.2 La physique auprès d'un collisionneur ep

L'apport des collisions lepton-hadron à la physique est déjà considérable [40, 33], et l'inauguration du premier collisionneur ep autorisant la diffusion de leptons à haute énergie va accroître nos connaissances par l'étude de la dynamique interne du proton dans des domaines pour l'instant inexplorés, à grand Q^2 et bas x. L'utilisation des leptons trouve ici toute sa justification dans la constatation expérimentale de la ponctualité de leur couplage au photon jusqu'à des énergies de 2 TeV. De plus HERA permettra de poursuivre l'étude de QCD perturbatif via la production de jets et de tester la théorie électrofaible dans un nouveau régime avec $Q^2 \geq M_{Z^0}$. Finalement, les processus de fusion boson-gluon donneront accès à des productions importantes de saveurs lourdes.

Le premier point d'intérêt de HERA sera l'étude des fonctions de structure des quarks dans des domaines inexplorés jusqu'ici. Le fait est qu'il est possible d'extrapoler à partir des mesures effectuées à plus bas moment de transfer (Q^2) par les équations d'évolution de QCD introduites par Altarelli et Parisi [41] en 1977. La comparaison des valeurs extrapolées à celles mesurées sera un test puissant de QCD. Il sera possible notamment de suivre l'évolution de la constante de couplage forte α_s et par la relation:

$$\alpha_s = \frac{12\pi}{(32 - 2f)\log(\frac{Q^2}{\Lambda^2})}$$

où f est le nombre de saveurs au-dessus du seuil de production, de donner une estimation de la valeur de Λ, l'échelle de QCD. Ce n'est pas une mesure facile, essentiellement parce que les expériences se situent toujours dans la région $Q^2 \gg \Lambda^2$ et que lorsque l'on se rapproche de la valeur de Λ, α_s diverge, rendant caducs les calculs perturbatifs au second ordre habituellement employés. On espère obtenir à HERA une précision de $\pm 40\,\mathrm{MeV}$ pour un Λ autour de $200\,\mathrm{MeV}$.

La diffusion inélastique à haut Q^2 sert aussi de test au modèle standard électrofaible, par l'étude des propagateurs des bosons intermédiaires dans un domaine de $Q^2 \gtrsim M_\mathrm{W}^2$, où prend justement place l'interférence $\gamma - \mathrm{Z}^0$ suivant un régime décrit par l'interaction unifiée. Les différents couplages, notamment celui à trois bosons de jauge, subiront un test sévère par l'observation de la production des bosons intermédiaires. Les taux prévus sont très faibles, 50 W^-, 40 W^+ et 25 Z^0 pour $100\,\mathrm{pb}^{-1}$, car ils résultent de la compensation au niveau du pourcent des termes de couplage à trois bosons de jauge et des termes de radiation à partir des leptons. Il est à noter que si des diagrammes identiques sont valables pour la production du Higgs, les taux attendus sont trop faibles pour en effectuer la recherche.

A haut Q^2 prennent aussi naturellement place les recherches de nouvelles physiques. En ce qui concerne les nouvelles particules, la plage de production directe s'étend jusqu'à des masses de quelques centaines de GeV, et au delà de la limite cinématique (314 GeV) l'exploitation des interférences permet parfois d'augmenter considérablement le domaine de recherche. Ainsi de nouveaux bosons de jauge électrofaibles, W' couplés à la partie droite des fermions et Z' axial, seraient visibles par les mesures d'asymétries chargées et polarisées réalisables à HERA pour des masses inférieures à 0.5 TeV.

Un des grands thèmes de recherche "exotique" à HERA est la structure composite de la matière à travers la mise en évidence d'états excités de l'électron, du neutrino ou des quarks. La recherche d'électrons excités peut se faire, elle aussi, soit directement via l'étude des réactions $\mathrm{e}^* \rightarrow \mathrm{e}\gamma, \nu\mathrm{W}$ [42, 44], soit indirectement via les interactions de contact [44].

De nouveaux fermions lourds, partenaires d'isospin des états droits isolés e_R^-, u_R et d_R de la théorie électrofaible actuelle, pourraient avoir des couplages aux fermions connus via l'échange de $\mathrm{W}^\pm$ et de Z^0 ou des nouveaux bosons de jauge sus-mentionnés. La supersymétrie peut trouver à HERA une voie d'expression, soit à travers l'étude de l'évolution des fonctions de structure, notamment aux petits x où la contribution des gluinos devient importante, soit par la mesure du rapport $R = \sigma_\mathrm{L}/\sigma_\mathrm{T}$, révélateur de la présence de partons scalaires dans le nucléon, éventuels partenaires supersymétriques des quarks, soit enfin via des réactions de production "directe", les plus avantageuses étant la diffusion $\mathrm{eq} \rightarrow \tilde{\mathrm{e}}\tilde{\mathrm{q}}$ par l'échange de jauginos, tant que $M_{\tilde{\mathrm{e}}} + M_{\tilde{\mathrm{q}}} < 180\,\mathrm{GeV}$ [45]. Enfin, mais ce n'est pas négligeable, HERA offre une occasion de rechercher des leptoquarks, comme le décrit la présente thèse, et des leptogluons, par la fusion directe d'un gluon du proton avec l'électron incident.

Le second régime tout à fait original ouvert par HERA concerne la physique des bas x, dont l'importance s'est particulièrement développée au cours des dernières années. Un des problèmes actuels de QCD les plus intéressants concerne la divergence à petit x et grand Q^2 de la distribution des gluons, et de là, des quarks et des fonctions de structure du proton dans le régime perturbatif standard. La divergence peut être soit limitée par une distribution plate des gluons à bas x ($x \lesssim 10^{-1}$) imposée par la conservation de l'unitarité sur les conditions initiales des équations d'évolution (habituellement données par les mesures précédentes extrapolées mais ici totalement indéterminées), ce qui pose des problèmes de stabilité quand Q^2 augmente (au delà de quelques GeV^2), soit par un nouveau régime où apparait un effet de saturation de la densité de partons. Les tests réalisables à HERA concernent la distinction entre ces deux solutions, par la détermination de la distribution des gluons via la mesure de $R = \sigma_\mathrm{L}/\sigma_\mathrm{T}$ à x et Q^2 fixés ou par la mesure de section efficace de production du J/ψ. La production de ce dernier se fait par une fusion boson-gluon et création d'une paire $c\bar{c}$ suivie de l'émission ou de l'absorption d'un gluon (pour avoir un état "blanc" de couleur). Le calcul de la section efficace demande une maîtrise certaine des corrections radiatives de QCD, du traitement des effets relativistes dans l'état lié du J/ψ et de l'ensemble des mécanismes de production [44].

Un autre test de QCD sera également fourni par l'étude des fonctions de structure du photon en quarks et gluons à bas Q^2.

3.3 Description générale de l'expérience H1

Nous pouvons avoir un rapide aperçu du détecteur en suivant le cheminement naturel des particules partant du point d'interaction vers l'extérieur. Ainsi sont successivement traversés (fig. 3.2):

- les chambres à fils centrales, qui détecteront les traces des particules chargées et qui sont couplées vers l'avant à des détecteurs à radiation de transition (TRD). Elles doivent pour assurer une bonne couverture du domaine de mesure cinématique, pouvoir séparer des traces distantes de 3 mm et donner, par les mesures des courbures des traces dans le champ magnétique, une valeur du moment avec une résolution en $\sigma_p/p < 0.3\% p$, jusqu'à environ 30 GeV/c et, par une mesure complémentaire de dE/dx, fournir une identification de particule à basse énergie;
- la calorimétrie pour la mesure du flux d'énergie des particules isolées et des jets et l'identification des électrons. Plusieurs calorimètres furent mis en œuvre:
  - dans la partie centrale et avant, le calorimètre à Argon liquide encapsulé dans un cryostat de 100 m^3,
  - pour fermer les angles solides non couvert par l'argon liquide à l'arrière (dans la direction électron), un calorimètre électromagnétique à scintillateur,
  - vers l'avant, pour compléter l'angle entre le cryostat et la ligne faisceau, un calorimètre au silicium.

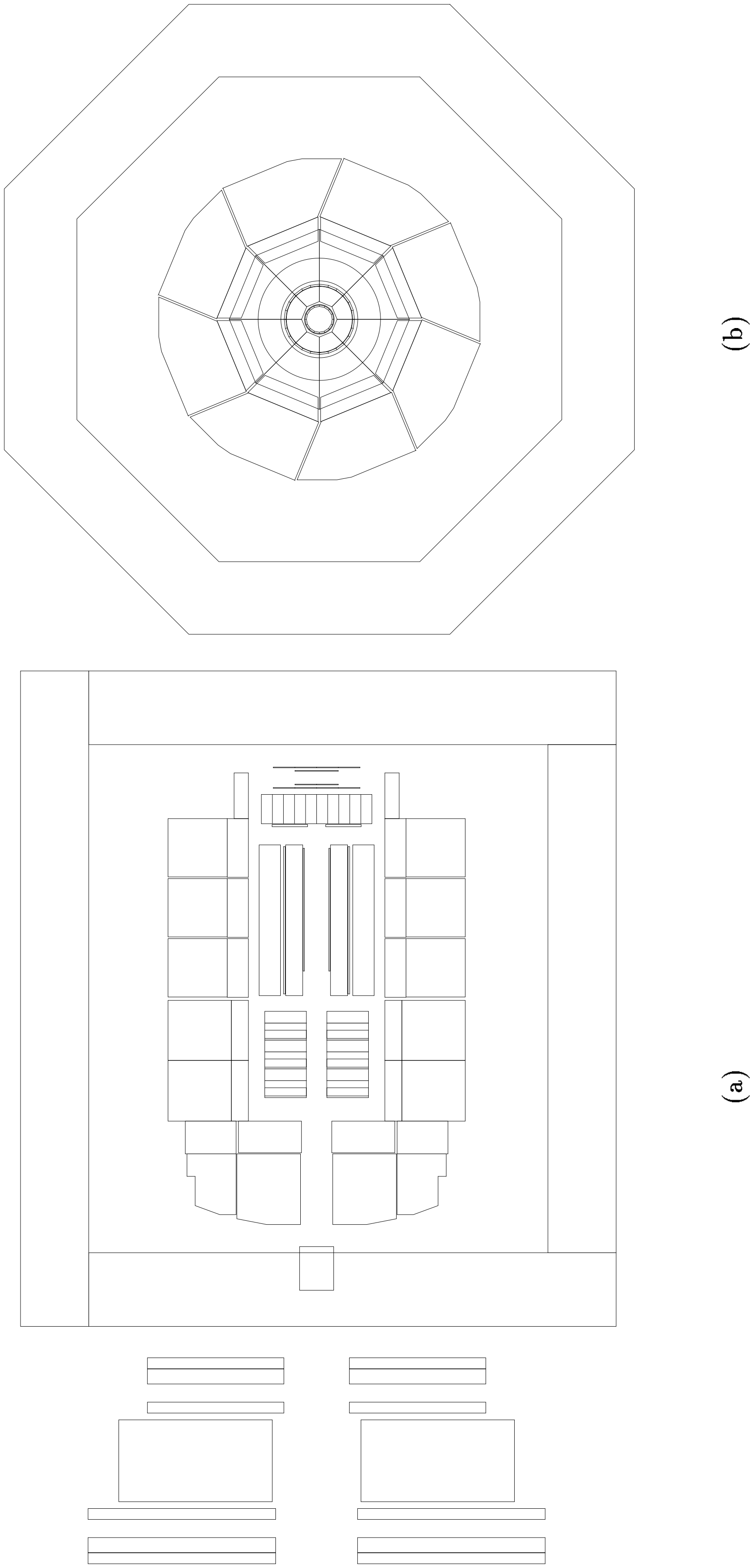


Figure 3.2: *Le détecteur H1 en vue* $r - z$ (a) *et* $r - \varphi$ (b)

Cette calorimétrie couvre un domaine angulaire (mesuré par rapport à la direction du proton) de $1^\circ \leq \theta \leq 176^\circ$;

- le solénoïde supraconducteur et son cryostat placés après la calorimétrie pour minimiser la matière morte devant celle-ci. Il crée un champ magnétique de 1.2 Tesla suivant la direction du faisceau proton.

- le fer de retour de champ lui aussi instrumenté et mesurant les queues des gerbes hadroniques non contenues dans le calorimètre à argon liquide, ainsi que les muons. Il est secondé en cela par des plans de chambres à fils à muon intercalées dans le fer, ainsi que par un spectromètre muon vers l'avant.

3.4 La calorimétrie à Argon liquide

Contrairement à ZEUS, qui a choisi d'optimiser la mesure des hadrons avec une calorimétrie compensée Uranium-scintillateur, le détecteur H1 a été conçu en vue d'avoir une excellente mesure et reconnaissance des électrons obtenues grâce à la granularité fine associée au choix d'une calorimétrie à échantillonnage à Argon liquide. La moins bonne mesure des hadrons sera corrigée autant que possible par des méthodes de pondération. La stabilité de la réponse d'un calorimètre à Argon liquide (lAr), sous réserve d'un faible taux de pollution et de sa bonne mesure, permet d'envisager une calibration en l'énergie de l'électron à mieux que 1 %.

3.4.1 Structure et géométrie des modules

A) Description de la calorimètrie à argon liquide:

La calorimétrie, dont le principe est la dégradation de l'énergie en une multitude de contributions dont l'échantillonnage, complet ou partiel, est proportionnel à l'énergie de la particule incidente, semble aujourd'hui de par ses qualités devenue indispensable aux expériences de physique des hautes énergies: sensible aussi bien aux particules neutres que chargées, elle assure, contrairement à la détection de traces, une résolution $\frac{\sigma_E}{E}$ en $\frac{1}{\sqrt{E}}$ qui s'améliore donc avec l'énergie. A cela s'ajoute la possibilité d'avoir une information sur le développement spatial des dépôts d'énergies, autorisant une identification des particules incidentes isolées, ou au contraire d'intégrer la mesure sur toutes les particules d'un jet, qui, du fait de leur proximité, ne sont plus distinguables et doivent être traitées globalement pour contrer les fluctuations des processus hadroniques de dégradation.

Parmi les techniques existantes, la calorimétrie lAr à échantillonnage offre des avantages non négligeables:

- une grande stabilité dans le temps, due à l'insensibilité aux dommages causés par les radiations (contrairement aux cristaux et aux fibres optiques);

- une réponse spatialement uniforme à mieux que le pourcent;

- une fine granularité que nous mettrons à contribution pour la séparation e/π;
- enfin, le faible coût de l'argon liquide pur.

Les difficultés de cette technique sont essentiellement le temps de collection de la charge, de l'ordre de 500 ns, les contraintes dues à l'ingéniérie cryogénique (l'argon devient liquide à 83 K sous pression normale), qui se concrétisent en particulier par la présence de matériaux en amont du calorimètre, et la pollution par l'oxygène O_2, mais qui semble surmontée à présent. Il faut y ajouter la présence de zones mortes, i.e. sans milieu de lecture, appellées *interstices* ou *cracks*, par où passent les cables de lecture et de haute tension. L'angle solide inutilisable de ce fait pour H1 avoisinera les 10 %, au moins pendant les quelques années nécessaires à la mise au point des méthodes de correction acceptables.

Le principe de la calorimétrie lAr à échantillonnage est le suivant: une particule pénétrant dans le calorimètre va interagir et produire une cascade de particules secondaires qui créent à leur tour des particules filles ou déposent une énergie mesurable par ionisation. Dans le *milieu actif*, l'Argon liquide, il est possible en appliquant un champ électrique uniforme de récupérer les charges déposées sous forme d'ions Ar_2^+ et d'électrons. On dispose ainsi d'un échantillonnage de l'énergie déposée par la particule incidente à intervalles réguliers. La charge des électrons est collectée bien avant celle ions, et permet d'avoir une mesure relativement rapide proportionnelle à la charge totale créée. La collection se fait en bordure des régions actives au moyen d'électrodes parallèles prenant appui sur un squelette de plaques minces faites de matériaux denses, ou *absorbeurs*, qui favorisent un développement rapide des gerbes; les absorbeurs diminuent la longueur du calorimètre tout en conservant une part importante du nombre de traces dans la partie active.

On attend beaucoup du calorimètre lAr de H1: il doit permettre une mesure de l'énergie électromagnétique avec une résolution meilleure que $12\%/\sqrt{E}$ et hadronique avec $55\%/\sqrt{E}$. On voudrait aussi réaliser une séparation e/π meilleure que 10^3 pour 1. La réponse classique à ces exigences est d'avoir deux calorimètres; ainsi chaque octant (la disposition générale du détecteur a été décrite dans la section 3.3) est composé de deux calorimètres indépendants, e.m. et hadronique, subdivisés en cellules de composition très différentes.

B) le calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique a comme unité de base la "cellule de lecture" (schématisée sur la figure 3.3, tirée de [46]) constituée de deux panneaux d'absorbant de 2.4 mm de plomb "instrumenté" et d'un *espace actif* de 2.4 mm d'argon d'épaisseur maintenue constante grâce à des *espaceurs* en rondelles de G10. Chaque panneau d'absorbant appartient à 2 cellules, les hautes tensions et la mise à la terre étant communes. Ils sont rigidifiés par le collage (*prepreg*) de plaques de circuit imprimé double face d'épaisseur 0.8 mm. Les plaques HT sont recouvertes encore d'un isolant, une feuille de Kapton de 0.5 mm, qui ajuste la capacité totale de la cellule et enfin d'une peinture à haute résistivité (HRC, High Resistive Coating) sur laquelle est appliquée une haute tension de 2500 V. Cette peinture est chargée de protéger l'électronique d'une décharge trop brutale et de limiter la diaphonie. En vis à vis se trouvent les plaques de lecture en cuivre de forme rectangulaire, appelées *pads*, découpées

Figure 3.3: *Vue en coupe d'une cellule de lecture du calorimètre e.m. Les propriétés des matériaux autres que l'argon ou le plomb sont plus proches de celles de l'argon. En première approximation le calorimètre est consitué de 2/3 d'argon pour un 1/3 de plomb (en épaisseur).*

dans le circuit imprimé en G10. La collection du signal des pads fait par des bandes de cuivre de l'autre côté du circuit imprimé.

Chaque canal physique que nous appellerons par la suite *cellule* est composée d'une tour de pads sur un nombre variable de couches de lecture. La section e.m. d'un module de la partie centrale (CB) contient 21 plaques de lecture, soit 42 plans de pads, parallèles au plan d'entrée: Les cellules sont découpées de façon à optimiser la résolution spatiale. Ainsi la largeur des cellules est à peu près constante en pseudo rapidité, soit $\Delta\eta = 5 \times 10^{-2}$, avec une largeur maximale de $2\mathrm{R_m}$ pour les roues CB1 et CB2. L'épaisseur de chaque couche de cellule évolue en fonction de l'angle d'incidence de façon à toujours avoir une mesure distincte du début, du maximum et de la fin des gerbes électromagnétiques; l'ensemble des épaisseurs radiales et vues du point d'interaction est résumé dans la table 3.1. Le nombre de couches varie ainsi de trois dans les modules du CB à quatre pour les modules avant (FB et IFE) susceptibles, selon la cinématique des réactions ep, de recevoir des particules plus énergétiques. Pour FB2, le premier espace actif, non précédé d'une plaque d'absorbant, ou *pre-sampler*, est lu séparement en raison de l'épaisseur de matériaux morts devant le calorimètre pouvant atteindre une longueur considérable (voir fig. 3.4) pour les valeurs de l'angle azimutal correspondant à cette roue (typiquement de l'ordre de $1.5\,\mathrm{X_0}$).

le calorimètre hadronique doit être suffisamment épais pour contenir efficacement les gerbes hadroniques, une mesure des queues de gerbes ne pouvant être effectuée par le fer instrumenté qu'au delà de la bobine supraconductrice. L'acier inoxydable a été choisi pour H1, avec une permitivité magnétique $\mu_r \leq 1.02$ suffisamment faible pour ne pas engendrer de contraintes mécaniques sous champ magnétique. Les cellules de lecture sont ici indépendantes, comme on peut s'en rendre compte sur la figure 3.5. Les plaques d'absorbeur de 16 mm constituent l'architecture rigide dans laquelle vient s'insérer l'ensemble de lecture:

Roue	J	couches intégrées				angle d'incidence (deg.)
		K=0	0-1	0-2	0-3	
CB2		3.55	11.93	19.49		11.0
CB3	0-7	2.62	11.00	19.50		36.5
	8-15	2.62	10.07	19.50		
FB1	0-3	2.51	7.53	15.69		55.7
	4-7	2.20	7.22	15.69		
	8-11	1.88	6.90	15.69		
IFE		2.94	8.27	15.37	29.17	10.1

Table 3.1: *Table des épaisseurs des différentes couches de cellules du calorimètre électromagnétique en unité de* X_0 *vues radialement (perpendiculairement à la face d'entrée des modules), et l'angle d'incidence vu du vertex. La conception du calorimètre vise à minimiser la dépendance angulaire.*

Figure 3.4: *Distribution des épaisseurs de matériaux morts (en* X_0*) entre le vertex et la face avant du calorimètre e.m. en fonction de l'angle azimutal (axe z suivant la direction des protons)*

Figure 3.5: *Vue en coupe de deux cellules de lecture du calorimètre hadronique. L'absorbeur occupe une place plus importante que pour le calorimètre e.m., de l'ordre de 50% de la longueur totale.*

un sandwich de deux plaques de haute tension en acier inoxydable de 1.5 mm (ce qui porte l'ensemble de l'épaisseur d'absorbeur à 19 mm, avec au centre une plaque de G10 de 1.5 mm, séparée par des gaps d'argon de 2.3 mm. Ici aussi une peinture résistive (HRC) est présente pour éviter les claquages et distribuer la haute tension, sauf dans les roues CB, où cette fonction est assurée par des lampes néons et une couche de cuivre. Les cellules de lecture sont réunies de façon à former des canaux physiques, que nous nommerons aussi *cellules*, de dimensions typiques d'une longueur d'interaction λ (soit des surfaces 4 fois supérieure a celles des cellules e.m.). Ceci explique les nombres différents de couches entre les roues: 4 pour les roues CB et jusqu'à 7, vu du vertex, pour le module OF2. (voir fig. 3.6)

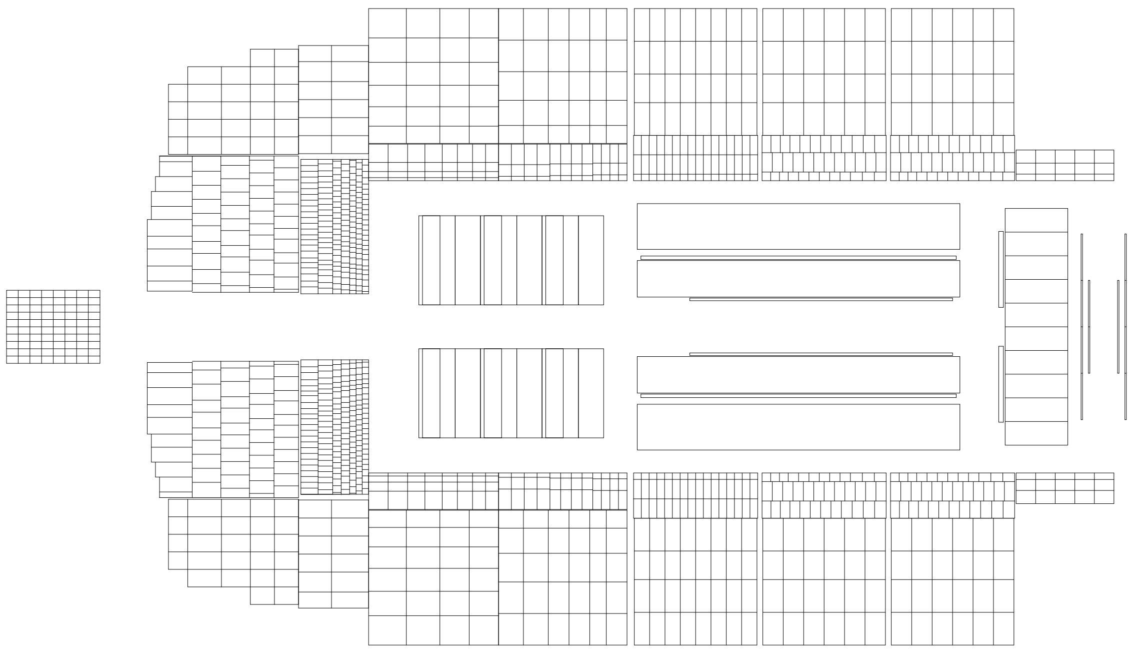


Figure 3.6: *Le calorimètre lAr et sa segmentation fine.*

3.4.2 Les gerbes électromagnétiques et hadroniques

La calorimétrie à Argon liquide de H1 doit permettre une excellente mesure de l'électron de diffusion mais aussi des hadrons et en particulier des jets. Le choix de la technique s'est porté vers une calorimétrie à échantillonnage classique avec une géométrie bien adaptée à la cinématique asymétrique des collisions ep et aux exigences de la séparation des gerbes e.m. et hadroniques. L'élaboration du calorimètre a fait l'objet de nombreuses études préliminaires basées sur des simulations Monte-Carlo [47].

Toute particule pénétrant dans la matière va interagir avec le milieu, soit par des réactions e.m., soit par des réactions nucléaires. On appelera *gerbe* la cascade de particules créées par les interactions inélastiques, d'énergie de plus en plus faible au cours du développement, qui diffusera l'énergie de la particule incidente dans le milieu. Nous allons tout d'abord nous intéresser aux gerbes dites électromagnétiques.

A) Le développement et la mesure des gerbes électromagnétiques dans un calorimètre à échantillonnage

Les particules constituantes d'une cascade e.m., ou CEM, sont des électrons, des positrons et des photons. Les particules chargées interagissent via cinq processus:

- le rayonnement de freinage, ou Bremsstrahlung, dominant à haute énergie. Au delà du GeV, la section efficace de production ne dépend plus de l'énergie (v fig. 3.7a),
- l'ionisation du milieu, dans l'argon liquide en Ar_2^+, est la source du transfert d'énergie vers le mileu actif du calorimètre.

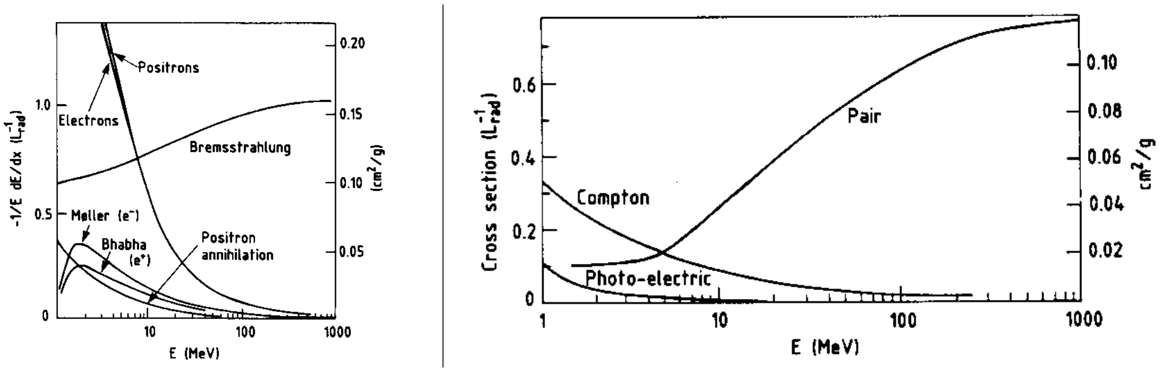
Ces deux réactions gouvernent la dynamique générale de la gerbe. Les trois interactions restantes que sont les diffusions Møller et Bhabha ainsi que l'annihilation e^+e^-sont pratiquement marginales. Elles contribuent uniquement à l'extension latérale par les particules chargées de basse énergie.

Le contenu photonique de la CEM est régi par les trois réactions suivantes:

- la création de paires e^-e^+, processus dominant à haute énergie avec une section efficace de production indépendante de l'énergie,
- la diffusion compton,
- l'effet photo-électrique.

Tout comme pour la partie chargée seule la première est importante pour les hautes énergies (fig. 3.7b).

Une CEM débute pour un électron incident par l'émission de photons de freinage, lesquels vont créer des paires qui émetteront à leur tour etc. Si c'est un photon qui en est l'origine, elle commence par une création de paire, après en moyenne une longueur d'interaction du



(a) (b)

Figure 3.7: *Sections efficaces différentielles des mécanismes internes d'une CEM en fonction de l'énergie dans le plomb pour les particules chargées (*e^-,e^+*)* (a) *et pour les photons* (b)

photon, et devient identique à deux CEM superposées du premier type. Quand l'énergie moyenne des particules filles devient trop faible (de l'ordre de 10 MeV dans le plomb), le régime de prolifération cède la place à celui de dégénérescence et de dépôt de l'énergie par ionisation.

Dans ce schéma de développement, seule l'énergie déposée par ionisation du milieu actif est mesurée, et on s'attend donc au premier ordre à ce que l'énergie totale recueillie soit proportionnelle à la longueur totale parcourue par les *particules chargées*, ou *longueur de trace*. Cette hypothèse a été parfaitement vérifiée sur des simulations Monte-Carlo [48].

Du fait que l'évolution des CEM est entièrement d'origine e.m., le mileu n'interviendra que par sa seule densité électronique, essentiellement proportionnelle à Z (en g/cm^3), le numéro atomique, pour un matériau pur. De plus, comme à haute énergie les sections efficaces des réactions dominantes (Bremsstrahlung et créations de paires) ne dépendent pas de l'énergie, il est possible de définir une longueur naturelle pour l'évolution longitudinale des CEM: la *longueur de radiation* X_0 égale à la distance nécessaire à un électron pour perdre 37% ($1/e$) de son énergie par *radiation*. Le X_0 peut se calculer pour un matériau pur par la formule suivante, valable à 20 % près pour $Z > 13$:

$$\mathrm{X}_0 = \frac{180A}{Z^2}$$

où Z et A sont le nombre et poids atomique du mileu. Pour des matériaux composés, le X_0 moyen se calcule par pondération: $\mathrm{X}_0 = \sum f_i/\mathrm{X}_i$, f_i et X_i étant respectivement la fraction en poids et la longueur de radiation du constituant i. La longueur d'interaction des photons est égale à $\lambda = 9/7\,\mathrm{X}_0/A$.

Le choix des matériaux pour le calorimètre s'est fait en partie en fonction des X_0, le plomb ($\mathrm{X}_0 \simeq 0.56$ cm) étant préférable à l'aluminium ($\mathrm{X}_0 \simeq 8.9$ cm) pour des raisons de compacité... et de coûts. L'argon liquide se situe à $\mathrm{X}_0 \simeq 14.0$ cm.

Par sa définition même, cette unité de longueur ne permet de décrire universellement le comportement des CEM qu'à haute énergie. L'*énergie critique* ϵ, définie comme l'énergie au-dessous de laquelle un électron perd plus d'énergie par ionisation que par radiation, donne une échelle pratique permettant de séparer les régimes de multiplication et de dépôt. Sa paramétrisation en fonction du milieu, valable à 10 % près est extrêmement simple:

$$\epsilon = 550\,\mathrm{MeV}/Z$$

Il devient possible, une fois muni d'unités de mesures indépendantes de longueur et d'énergie, de paramétriser le développement longitudinal moyennant quelques approximations telles que celle introduite par B. Rossi [49]. Son *approximation B* lui a permis de faire une description exacte du profil longitudinal, dont il résulte que: 1- le maximum d'une gerbe ℓ_{max} (en unités de X_0) se situe à $1.0 \times (\log y - c)$ où $y = E_{\mathrm{inc}}/\epsilon$ et c est une constante, égale à 1 ou 0.5 selon que la CEM est initiée par un électron ou un photon, et 2- la longueur de trace est y. Il a été trouvé une paramétrisation simple à partir de Monte-Carlo par E. Longo et I. Sistili [48] qui donne le profil suivant, représenté sur la figure 3.8:

$$\frac{dE}{d\ell} = E_{\mathrm{inc}} \frac{\beta^{\alpha}}{\Gamma(\alpha)} \ell^{\alpha-1} e^{-\beta\ell} \tag{3.1}$$

où ℓ est la distance en unité de X_0 depuis l'entrée du calorimètre, et α et β sont des paramètres dépendant faiblement de l'énergie, liés par $\ell_{\mathrm{max}} = (\alpha - 1)/\beta$. La paramétrisation utilisée par GFLASH, la simulation rapide de gerbes e.m. de H1 [50], est la suivante:

$$\ell_{\mathrm{max}} = \log(\frac{E}{\epsilon}) - 0.858 - 0.59 \times S_f - 0.53 \times (1 - \frac{\mathrm{e}}{\mathrm{mip}}) \tag{3.2}$$

$$\alpha = 0.21 + (0.492 + \frac{2.38}{Z}) \times \log(\frac{E}{\epsilon}) - 0.444 \times S_f \tag{3.3}$$

où S_f est la fraction d'échantillonnage ("Sampling fraction"), et $\frac{\mathrm{e}}{\mathrm{mip}}$ la réponse d'un électron normalisée à celle d'une particule minimum ionisante (e.g. un muon). Pour le calorimètre lAr de H1 les valeurs suivantes ont été calculées:

	e.m.	had.
ϵ	9.5×10^{-3} GeV	21.4×10^{-3} GeV
S_f	0.468	1.134
$(1 - \frac{\mathrm{e}}{\mathrm{mip}})$	0.309	0.053
$\bar{Z}$	66.8 (BE)	25.2
	66.5 (IFE)	

On peut aussi tirer du profil 3.1 les valeurs moyennes des moments longitudinaux:

$$\langle \ell \rangle = \alpha/\beta \;\; ; \;\; \langle \ell^2 \rangle = \alpha(\alpha+1)/\beta^2 \tag{3.4}$$

Ces relations assurent une dépendance logarithmique de α et β par rapport à l'énergie incidente, ce qui a un heureux effet sur la taille des calorimètres. Un jeu de paramètres à la fois plus Gaussiens et moins corrélés que ceux-ci peut être défini [51]:

$$a = \frac{\langle \ell^2 \rangle - \langle \ell \rangle^2}{\langle \ell \rangle^2} \;\; ; \;\; b = \frac{1}{\langle \ell \rangle} \tag{3.5}$$

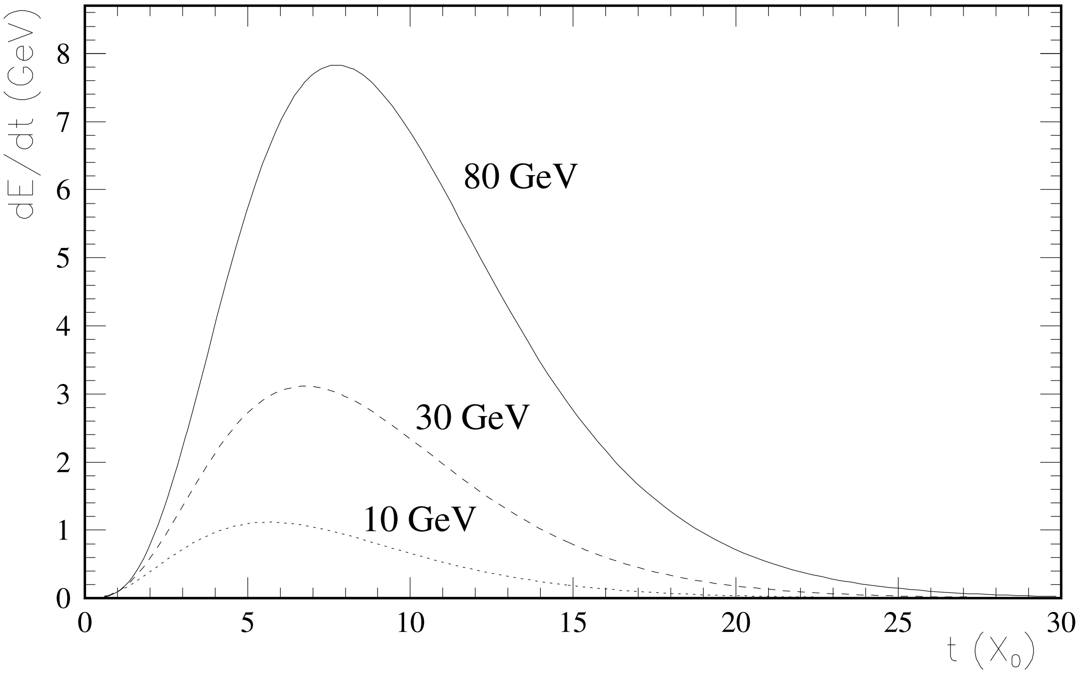


Figure 3.8: *Profils de développement des gerbes électromagnétiques pour des énergies incidentes de* 10*,* 30 *et* 80 GeV *en unité de* X_0*. Les paramètres* α *et* β *sont ceux de la simulation rapide de gerbe e.m. GFLASH de H1.*

B) Propriétés des gerbes hadroniques

Les gerbes hadroniques [52, 53, 54, 55] reflètent la complexités des interactions qui les gouvernent; leur contenu en particules et les mécanismes de dépôt de l'énergie sont loin d'avoir la quasi dualité de leur homologues électromagnétiques; ainsi les particules participantes $\pi^{\pm}$, π^0, p, n, K, Λ, $\bar{\mathrm{p}}$, $\bar{\mathrm{n}}$ et dans une plus faible mesure $\mathrm{e}^{\pm}$ et γ auront beaucoup plus de voies de production et d'interaction.

Les réactions de multiplication sont essentiellement de type nucléaire; la production de hadrons se fait par collision d'une particule de la gerbe, typiquement un pion chargé, avec un noyau lourd appartenant aux plaques d'absorbants, en Plomb ou en Fer, les sections efficaces de collision évoluant en $A^{\frac{2}{3}}$ (l'Argon n'intervient que dans 4 % des cas pour le calorimètre de H1). Les produits de la réaction ne dépendent que peu de la nature de la particule incidente et la différence majeure entre des collisions de types p-p et π-A consiste surtout en la présence de collisions secondaires intranucléaires dans le second cas. Ainsi la distribution angulaire des particules produites est quasiment identique pour les deux cas: un plateau en rapidité centré sur 1.5 ($\sim 20°$) à 30 GeV. Par contre la multiplicité est notablement supérieure pour un noyau: une vingtaine de particules chargées et un nombre "équivalent" de neutres sortent en moyenne pour une particule incidente de 30 GeV, mais avec des fluctuations pratiquement aussi grandes que leur moyenne. La dépendance en énergie de la multiplicité des réactions est logarithmique.

Les proportions relatives des types de particules produites dans les collisions $\pi - A$ sont constantes pour $E_{\mathrm{inc}} > 10\,\mathrm{GeV}$, avec un rapport N_{π^0}/N_π de environ $\frac{1}{3}$ identique à celui obtenu pour les collisions π-p, mais avec une fraction totale plus importante accordée au pions. A basse énergie, les neutrons et les protons prédominent. La production de protons et de neutrons rapides se fait par leur éjection du noyau, avec parfois des fragments entiers de celui-ci (ce qui est nommé la *spallation*). L'énergie de liaison des nucléons est prise sur l'énergie incidente et ne sera pas récupérée, par contre ils n'ont pas a être créés: leur masse n'entre donc pas dans le bilan énergétique total. Lors de la désexcitation des noyaux, des neutrons mous sont émis, rapidement suivis par des photons de faibles énergie ($\sim 10\,\mathrm{MeV}$) confinés dans l'absorbant. Pour un calorimètre contenant de l'hydrogène, ce qui n'est pas le cas de H1, une part substantielle de l'énergie des neutrons peut être recupérée par la collision inélastique n+p et suivie d'un dépôt par ionisation.

La répartition de l'énergie aux produits de la collision est trés inégale: quelques particules, des pions essentiellement, reçoivent la moitié de l'énergie incidente (inelasticité de $\frac{1}{2}$) tandis que la multitude se repartit le reste. Les muons et neutrinos résultants de la désintégrations de pions ne laisseront naturellement aucun signal utilisable, mais leur contribution à l'énergie totale est inférieure au pourcent à 40 GeV et décroit avec celle-ci, ce qui nous autorise à les négliger.

Le dépôt de l'énergie se fait par deux voies: un mode électromagnétique emprunté par les π^0 qui se désintégrent très rapidement en deux photons, occasionnant un dépôt localisé (échelle d'un X_0); un mode hadronique passant par l'ionisation de l'argon par les hadrons chargés, plus étalé (échelle d'un λ). Pour un hadron avec une énergie cinétique supérieure à sa masse le signal est celui d'une particule minimum ionisante (mip). En deça le dépôt est beaucoup rapide et localisé, ce qui donne lieu à des effets de saturation; le champ de collection est échancré par la charge d'espace, autorisant ainsi des recombinaisons. Un troisième mode de dépôt existe mais il ne donne aucun signal visible: c'est la perte dans les liaisons nucléaires et la production de fragments arrêtés dans les plaques d'absorbant. Les contributions relatives des trois modes sont résumé [53] sur les figures 3.9(a-c) calculées à partir de Monte-Carlo. En définitive, seuls approximativement $\frac{2}{3}$ de l'énergie incidente seront visibles.

Le développement spatial des gerbes hadroniques suit les mêmes principes que celui des gerbes électromagnétiques, la propagation étant cette fois assurée par les $\pi^{\pm}$, qui perdent peu d'énergie par ionisation. L'échelle de longueur naturelle, appellée *longueur d'interaction hadronique*, est simple à paramétriser: une particule hadronique n'interagira, en dehors de l'ionisation, qu'avec les noyaux. La section qu'ils présentent est proportionnelle à $A^{\frac{2}{3}}$ et leur densité dans le matériau à A; la longueur d'intégration caractéristique sera donc de la forme [53]:

$$\lambda = 35 A^{\frac{1}{3}}\,\mathrm{g/cm^3}$$

Dans cette unité, il est possible de paramétriser la longueur médiane de la gerbe par:

$$\ell_{\mathrm{med}} = 0.54 \log E(\,\mathrm{GeV}) + 0.4$$

Le développement longitudinal de la gerbe sera indépendant de la nature du hadron incident et de son énergie en unité de ℓ_{med}.

Un des des points crutiaux de la mesure de l'énergie des gerbes hadroniques concerne le nombre de π^0 et sa stabilité. En effet la différence d'efficacité des modes électromagnétiques et hadroniques de cette mesure est telle que la plus grande fluctuation de la mesure proviendra

Figure 3.9: *Contributions relatives des processus de dissipation de l'énergie des gerbes hadroniques dans le Fer en fonction de l'impulsion incidente pour les pions* (b) *et pour le proton* (a, c). *Les auteurs des simulations sont indiqués sur chacune des figures.*

de là. Le rapport du nombre de π^0 au nombre de $\pi^{\pm}$, qui propagent la cascade, produits dans une collision restant constant, ce même rapport pour l'ensemble de la gerbe évoluera avec le nombre total de collisions, donc avec l'énergie, comme on peut le voir sur la figure 3.10. Malheuresement la multiplicité des processus hadroniques laisse la place à de grandes fluctuations en nombre (a) et en énergie totale (b) de la partie électromagnétique des gerbes.

(a) (b)

Figure 3.10: *Part prise par le dépôt d'énergie dans le mode électromagnétique dans l'énergie incidente* (a) *et nombre moyen de* π^0 *produit dans la gerbe hadronique* (b). *Les zones grisées couvrent les fluctuations à un écart standard.*

Un des buts de la conception de calorimètres hadroniques est d'obtenir un rapport $\frac{\mathrm{e}}{\mathrm{h}}$ des signaux normalisés purement électromagnétiques et hadroniques proche de 1. Ainsi $E_{\mathrm{dep}} = E_{\pi^0} + \frac{\mathrm{e}}{\mathrm{h}}\, E_{\mathrm{had}}$ n'est plus sensible aux fluctuations du nombre de π^0.

Chapitre 4

La mesure et l'identification des électrons

Comme nous l'avons vu dans les chapitres précédents, la reconnaissance et la mesure de l'électron de diffusion est d'une importance fondamentale pour la physique des collisions inélastiques profondes à HERA. Pour la recherche de leptoquarks qui s'effectuera à des $x_{\mathrm{Bjorken}} > 0.01$ et grand moment de transfert ($Q^2 > 1000\,\mathrm{GeV}^2$), nous nous intéresserons à des électrons d'énergie élevée (typiquement $E_e > 30\,\mathrm{GeV}$) diffusés dans la zone fiducielle du calorimètre à argon liquide de H1. A de telles énergies, l'identification des électrons dépendra essentiellement de la puissance de rejet de ce calorimètre; la résolution en impulsion des chambres à trace centrales ne permettant plus alors une séparation e/π performante basée sur le dE/dx ou sur les radiations de transitions. Dans ce chapitre, je présente une étude des performances du calorimètre appliquées à l'analyse et à la mesure des électrons réalisée à partir des faisceaux tests du CERN.

4.1 Les tests de calorimétrie lAr au CERN

La mise au point du calorimètre H1 a bénéficié des tests sous faisceau, de 1986 à 1989, de quatre configurations de 2 versions des modules électromagnétiques (Pb/lAr), hadroniques (Cu/lAr puis Fe/lAr) et du Tail Catcher (Fe/lAr puis Fe/gaz (tubes à streamer)), décrits dans les ref. [56, 45, 57]. Diverses améliorations concernant les lectures de tension, la géométrie et les matériaux furent apportées avant la série de tests de 1989-90 de la configuration finale des modules. Les analyses qui suivent concernent cette série.

On peut essentiellement distinguer deux types de motivations à la réalisation de ce qui a été en soi pratiquement une expérience complète: d'abord le contrôle purement physique des modules et de leur électronique, entre autres:

- la mise au point de la mécanique des calorimètres et l'étude de son comportement dans l'argon liquide, notamment face au gradient de température lors de la phase critique du remplissage du cryostat;

- la mise au point de divers principes du système d'acquisition;
- l'étude de l'électronique et des phénomènes de diaphonie ("cross-talk");
- le développement d'une méthode de mesure de la pureté de l'argon liquide utilisant des sondes α et β placées dans le cryostat et la comparaison avec la pureté déduite de la réponse à des gerbes électromagnétiques, en fonction du niveau de haute tension appliqué.

Ensuite, l'analyse et le traitement des signaux de sortie des calorimètres:

- pour la réponse en charge, sa linéarité et son homogénéité spatiale et temporelle;
- pour la conversion du signal en énergie déposée, en fonction du type de particule incidente (rapport e/h) et des sections touchées, électromagnétiques ou hadroniques;
- pour un ajustement des logiciels de simulation du détecteur et de reconstruction notamment en ce qui concerne la séparation e/π à l'aide du seul calorimètre.

Dans cette section, je me limiterai à la description du montage expérimental et des données utilisées pour la séparation e/π.

4.1.1 Le faisceau

L'ensemble des tests des calorimètres a été réalisé sur la ligne de faisceau H6 de la zone nord EHN1 du SPS au CERN. Le faisceau primaire de protons de 450 GeV/c issu du SPS engendre, après collision sur une première cible de 30 cm de Béryllium, un faisceau secondaire composé à plus de 90% (99%) de hadrons pour des secondaires de plus de 100 GeV/c (200 GeV/c) [58]. Le transfert du faisceau secondaire permet une impulsion maximale de 250 GeV/c. Pour l'ensemble des données utilisées dans cette thèse la ligne H6 fut utilisée en mode "filtré" tertiaire à partir de π^+ secondaires de 205 GeV/c. Ceux-ci étaient transportés jusqu'à une cible secondaire de 1 m de polyéthylène. C'est le point de départ du schéma 4.1(haut) en coupe verticale de l'optique de la ligne de faisceau H6, qui s'étire encore sur 370 m jusqu'à la fin du tube à vide (ellipse à l'extremité droite de la figure) devant les zones expérimentales représentées sur le schéma 4.1(bas). La sélection en impulsion du faisceau de e^+/π^+ ainsi produit est effectuée avec le collimateur C_8, donnant un profil en énergie trapézoïdal dépendant uniquement des ouvertures verticales des collimateurs C_3 et C_8, et de largeur $\sigma_p^{\rm rms}$ maintenue à $\sigma_p^{\rm rms}/p \approx 0.5 - 0.75\%$ pour toutes les énergies. Dans ces conditions le flux du faisceau tertiaire se trouve réduit d'un facteur $\gtrsim 10^3$ par rapport au flux secondaire.

Le faisceau a une structure temporelle discontinue; des paquets, eux-mêmes subdivisés, de 10^2 à 10^4 particules et de durée 2.4 s sont séparés par des vides de 14 s.

Les positrons tertiaires sont produits soit par conversion dans la cible secondaire des photons de désintégration des π^0, soit par un "filtrage" sélectionnant les positrons ayant perdu suffisamment d'énergie par Bremsstrahlung dans la cible. La composition du faisceau

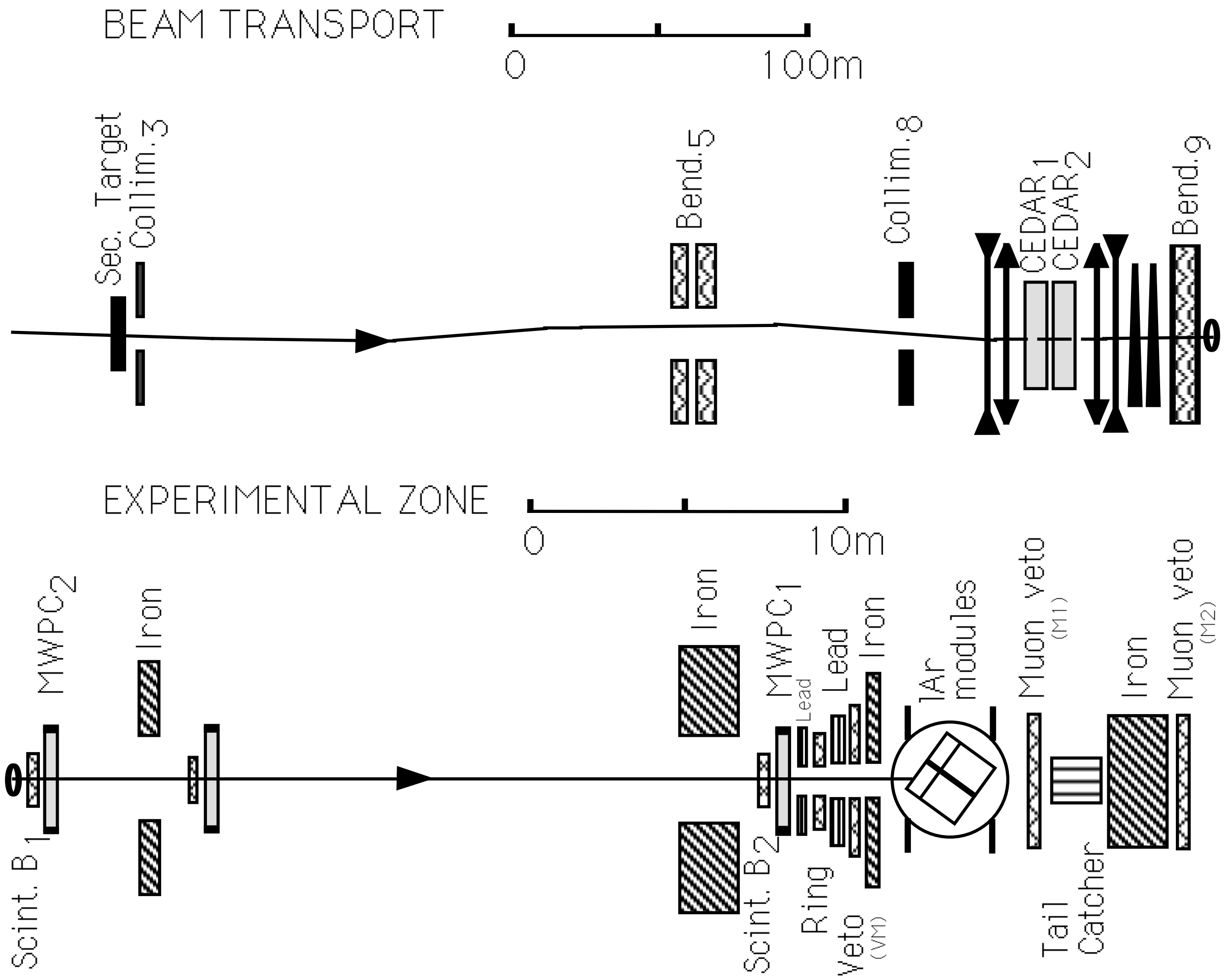


Figure 4.1: *Vue schématisée de l'optique de la ligne de faisceau* H6 *dans le plan vertical à partir de la cible secondaire* (haut) *et de la zone expérimentale H1 pendant les tests* CERN 1989-90 (bas). *Seuls sont représentés les collimateurs et les aimants (Bending magnet) utilisés pour les tests. L'ellipse figure la fin du tube à vide. Les* CEDARs *sont à environ* 100 m *en amont du cryostat, et la chambre* $\mathrm{MWPC_1}$ ($\mathrm{MWPC_2}$) *à* 26.3 m (3.39 m) *du centre géométrique de celui-ci.*

tertiaire (mesuré dans la zone H1) évolue avec l'énergie; ainsi le rapport $\frac{N\pi}{Ne+N\pi}$ varie de $30 \pm 5\%$ à $30\,\mathrm{GeV}/c$ jusqu'à $70 \pm 5\%$ à $80\,\mathrm{GeV}/c$. Au niveau de la zone test H1, c.a.d. à environ 400 m en aval de la cible secondaire de production, le faisceau est contaminé par les μ^+, quasiment à l'énergie nominale, provenant de la désintégration en vol des π^+. La fraction de μ^+ diminue quand l'énergie augmente suivant la relation $f_{\mu^+} = 1 - \exp(-\frac{t_0}{\gamma\tau_\pi})$ où $\gamma = E_\pi/m_\pi$ est le facteur de dilatation du temps, τ_π le temps de vie du pion chargé (2.6×10^{-8} s) et $t_0 \simeq \frac{400}{3\times10^8}$ s le temps de vol jusqu'à la zone. Cette configuration donne $f_{\mu^+} \sim 50\%$ (8.6%) à $10\,\mathrm{GeV}/c$ ($80\,\mathrm{GeV}/c$).

La sélection des particules se fait par deux CEDARs (détecteurs à radiation Čerenkov avec filtre par anneau), situés à 70 m de la zone H1, permettant une séparation e^+/π^+. Très schématiquement (on pourra trouver une description plus détaillée dans la référence [59]), un CEDAR est un tube de gaz isotherme, dont on peut contrôler précisément la pression et, par là, l'indice de réfraction du milieu traversé par le faisceau. Chaque particule émettra dans ce milieu un cône de lumière Čerenkov, dont l'ouverture angulaire θ dépend de sa vitesse et de l'indice de réfraction n du milieu suivant la relation $\cos\theta = \frac{1}{\beta n}$. Après réflexions sur des miroirs, les photons émis et sélectionnés par un diaphragme en anneau déclenchent éventuellement quelques-uns des 8 photomultiplicateurs (PM) du CEDAR. Une particule est validée en tant qu'électron (pion) uniquement si 6 ou plus des PMs ont été déclenchés simultanément dans les conditions requises (pression et largeur de l'ouverture du diaphragme) pour des électrons (pions). Suivant la statistique et le degré de pureté désirés pour un lot d'événements, de multiples associations des deux mesures sont possibles, depuis un "6 OU 6" c.a.d. au moins 6 PMs en coïncidence pour un des CEDARs, jusqu'au restrictif "8 ET 8".

Le dispositif de contrôle fixe appartenant à la ligne H6 se termine par un aimant (Bending Magnet 9) permettant de régler l'orientation verticale du faisceau à l'entrée de l'installation H1.

4.1.2 Le dispositif expérimental

Le dispositif expérimental dans la zone test de H1 est schématisé sur la figure 4.1(bas); le cryostat est entouré en amont et en aval de dispositifs de veto: d'abord plusieurs scintillateurs dont le VM (Veto Wall) constitué, de même que M_1 et M_2, de dix lattes verticales de 20 cm de large. Le VM est sensibilisé aux photons par un mur de plomb de $2\,X_0$, placé devant lui et muni d'une ouverture circulaire pour le passage du faisceau. Il est protégé des particules rétro-diffusées du cryostat par un mur de fer, aussi percé, de 40 cm d'épaisseur. Les murs de scintillateur M_1 et M_2 servent à compter les particules ayant traversé l'ensemble du cryostat et du calorimètre, pour le premier, et un mur de fer et de béton supplémentaire pour le second. M_2 est déclenché en veto pour éliminer les muons et supprime donc aussi les pions qui, dans le développement de leur gerbe, produisent un muon énergétique (toutefois leur fraction est faible et ne devrait pas perturber les résultats).

D'autres petits scintillateurs, d'une surface de $9\,\mathrm{cm}^2$, sont utilisés pour le déclenchement tels B_1 et B_2. HOLE, sous la forme d'un disque percé d'un trou de 3 cm de diamètre, agit comme veto contre le halo du faisceau.

Enfin deux chambres proportionnelles à fils, MWPC_1 et MWPC_2, chacune constituée de deux plans de 128 fils distants de 2 mm, d'orientations perpendiculaires et de surface active de $25 \times 25\,\text{cm}^2$, ont la double fonction de faire une mesure de la position exacte du point d'impact des particules sur les modules dans le cryostat et de rejeter les événements avec plus d'une trace chargée, signe d'un éclatement précoce d'une gerbe ou d'un empilement. On totalise environ $0.44\,X_0$ de matériaux divers en amont de $MWPC_2$ (i.e. le long des 22.85 m depuis la fin du tube à vide). Les électrons auront donc "converti" en moyenne 35.6 % de leur énergie sous forme de rayonnement de freinage avant d'atteindre $MWPC_2$.

Des photons de Bremsstrahlung "externes" sont émis lors du passage dans le champ des noyaux atomiques. L'énergie ainsi convertie par unité de temps est proportionnelle à Z^2/m^2, où Z est la charge du noyau et m la masse de la particule. Pour des pions l'effet est donc négligeable. Les photons de basse énergie sont préférentiellement émis le long de l'axe du faisceau et sont soit perdus, soit récupérés dans le calorimètre. Il en résulte donc essentiellement une perte d'énergie et un décalage de l'origine du début de gerbe qui s'additionne à celui dû aux $0.67\,X_0$ de *matériaux morts* entre $MWPC_2$ et le début du volume actif du calorimètre. Les photons de petites énergie perdus donnent lieu à une queue non gaussienne dans la partie basse de la distribution en énergie (voir fig 4.2). Ceci a déjà été vérifié par d'autres banc de test [60]. Afin de minimiser l'épaisseur des matériaux devant les faces avant des calorimètres, la paroi en acier du cryostat a été amincie et l'argon liquide remplacé par un bloc de polystyrène sur le trajet du faisceau.

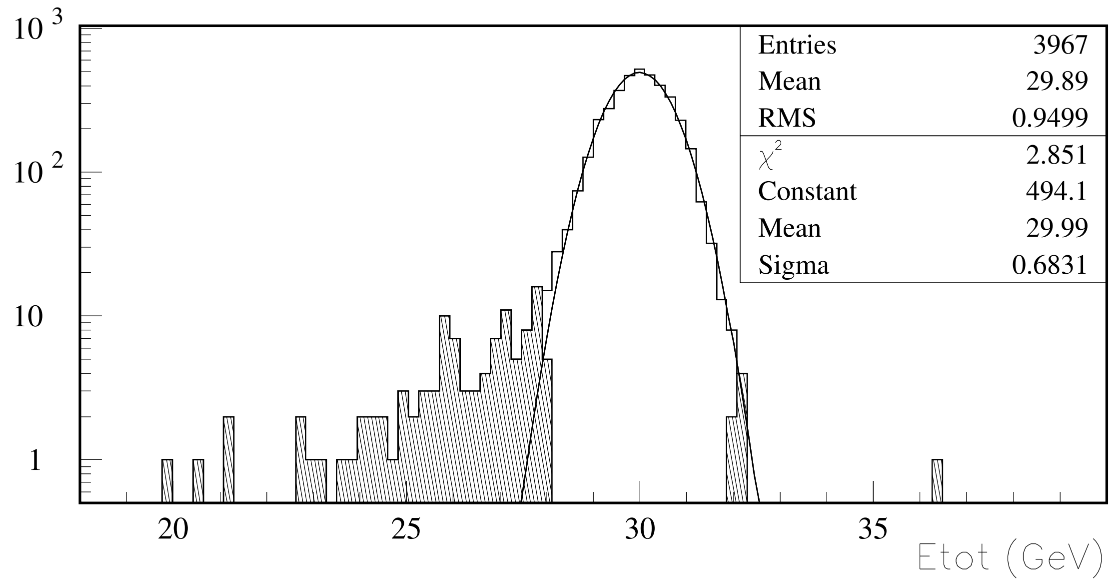


Figure 4.2: *Energie incidente mesurée dans le calorimètre pour des électrons de* 30 GeV*. Les partie grisées correspondent aux mesures hors de l'intervalle* $\pm 3\,\sigma$ *sur un fit Gaussien. La queue à basse énergie est probablement due au bremsstrahlung de photons de très faible énergie.*

Le cryostat peut contenir deux modules voisins à tester, placés de manière à voir le faisceau comme venant du vertex équivalent H1. La position du point d'impact est contrôlée horizontalement par le déplacement du cryostat placé sur rails et verticalement par l'aimant de fin de ligne, ce qui oblige B_2, HOLE et $MWPC_2$ à être sur une table de hauteur variable. Au point d'impact, la section transversale du faisceau varie de $0.49\,\text{cm}^2$ à $10\,\text{GeV}/c$ jusqu'à

$0.25\,\mathrm{cm}^2$ à $80\,\mathrm{GeV}/c$ [42]. Pour les quatre périodes que nous allons considérer, la disposition des modules ainsi que les angles d'impact du faisceau peuvent être vus sur la figure 4.3.

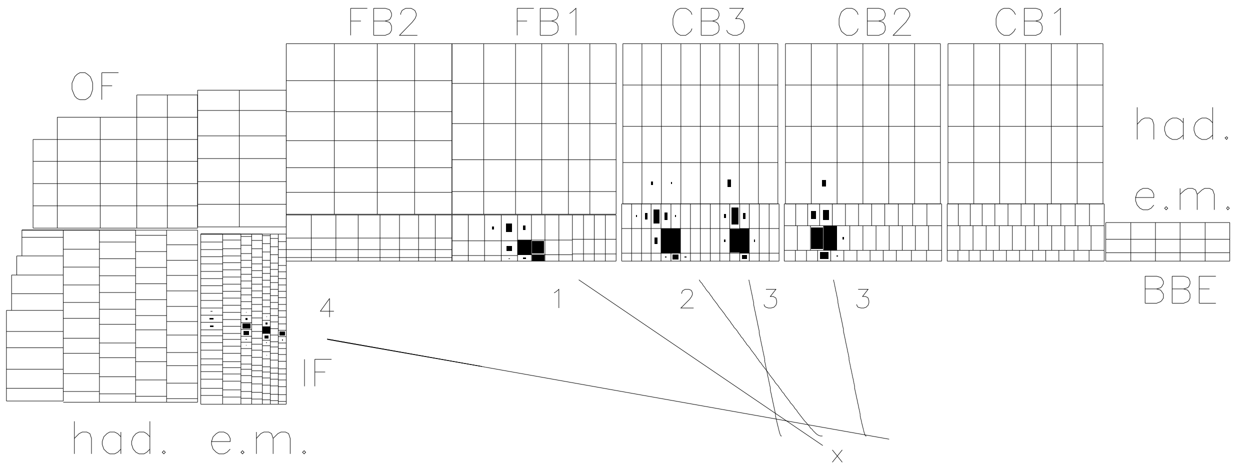


Figure 4.3: *Position des stacks et points d'impact équivalent dans le montage final de* H1 *pour les quatre périodes des tests* CERN 1989-90: FB1/FB2 (1), CB3/FB1 (2), CB2/CB3 (3) *et* IFE (4) *en vue projective r–z du calorimètre.*

Le signal sortant du calorimètre est une charge électrique à peu près proportionnelle aux dépôts d'énergie (voir section 3.4.2). Ce signal est traité par la chaîne électronique schématisée sur la figure 4.4; tout d'abord amplifié à sa sortie du cryostat ($9\,\mathrm{m}$ de câble) et

Figure 4.4: *Schéma de la chaîne électronique de lecture du calorimètre.*

différentié pour son trajet de $60\,\mathrm{m}$ dans des câbles torsadés jusqu'à la salle de comptage, il est ensuite amplifié à nouveau pour subir une mise en forme avant d'être finalement échantillonné et stocké.

4.1.3 Pré-traitement des données

Les données avant de pouvoir être introduites dans le cadre de la reconstruction où l'analyse de la séparation e/π s'est effectuée, doivent subir un "pré-traitement" transformant le signal disponible sous forme d'entiers (ceux des ADCs, convertisseurs analogique-digital) en charge collectée équivalente. Cette charge sera ensuite renormalisée à l'échelle d'énergie électromagnétique.

A) La calibration

La procédure de conversion, ou *calibration*, consiste à envoyer une charge connue dans la cellule de lecture afin de mesurer le rapport pC/canal ADC. Deux types de calibration existent, la charge pouvant être introduite soit à l'extérieur du cryostat (calibration dite "chaude") permettant essentiellement d'assurer la constance des gains dans la chaîne électronique, soit au plus près des cellules de lecture dans le cryostat (calibration dite "froide" donnant un signal plus proche du signal réel). Les deux procédures sont utilisées. L'introduction de la charge est réalisée par l'application d'une tension connue sur un condensateur de 47 pF.

La paramétrisation de la charge mesurée en fonction du nombre des canaux ADC se fait par un polynôme du troisième degré afin de tenir compte des non-linéarités, suivant la forme:

$$Q = x + P_2 x^2 + P_3 x^3 \quad \text{où} \quad x = P_0 + P_1 N_{\mathrm{ADC}}$$

Le premier effet perturbant cette relation simple est la diaphonie ou "cross-talk" (X-talk), échange de signal entre les voies. Une calibration simultanée, rapide, de l'ensemble des canaux est sensible aux couplages entre les voies de calibration, c'est la diaphonie directe (qui n'existe donc pas pour une calibration voie par voie). Une diaphonie dite dérivative peut par contre perturber aussi bien les signaux physiques que de calibration car elle opère entre les voies de lecture. Dans ce cas, le signal induit est toutefois faible, de l'ordre du dix-millième du signal inducteur, et l'intégration des charges pour la lecture a lieu autour des maximums, là où il s'annule; sa contribution est donc négligée. En pratique la calibration est faite de façon simultanée et est suivie d'une correction de diaphonie canal par canal sur la charge par l'application d'un facteur $R(N_{\mathrm{ADC}})$, polynôme du troisième degré.

En fait, le zéro de charge donné par la calibration ne correspond pas à la valeur mesurée avec les événements de bruit (déclenchement aléatoire durant une période sans signal dans les détecteurs périphériques). Cet effet est corrigé par translation des numéros de canaux ADC avant la correction de diaphonie, de manière à avoir une charge nulle pour piédestal.

Une dernière correction multiplicative doit enfin être appliquée pour contrer les différences mesurées entre les valeurs des capacités de calibrations de chaque canal. Ces différences sont de l'ordre de 5 pour mille et constituent finalement la plus grosse incertitude.

L'ensemble de la calibration nous assure une valeur absolue de la mesure de la charge à 1 % près.

B) L'échelle électromagnétique

La charge ainsi corrigée doit finalement être convertie à l'échelle d'énergie électromagnétique. Les facteurs de conversion E/Q sont de l'ordre de 3.6 GeV/pC avec une dérive de -3 à -11%/mois, provenant de la contamination de l'argon liquide par des molécules d'oxygène 0_2 dégazant des modules. Cette contamination, présente et corrigée pour les tests CERN est pratiquement absente de H1. Dans cette dernière partie du traitement ont été introduites les corrections particulières à chaque période, stack ou même cellule. Ainsi nous avons ajusté individuellement les facteurs de conversion des groupes de cellules pour lesquelles, par exemple, une des hautes tensions n'a pas atteint sa valeur nominale.

Finalement seules ont été conservées pour la suite de l'analyse les cellules avec un signal $S_i > 1\,\sigma^i_{\mathrm{bruit}}$.

4.1.4 Ensembles de données

Chaque lot de données pris dans des conditions stables est appelé *run*. Pour réaliser la séparation e/π et l'identification d'électrons seuls furent utilisés:

- les *runs de linéarité*, pris à 10, 20, 30, et 80 GeV/c, à la position dite nominale unique et fixe du point d'impact pour une période donnée.
- les *runs de stabilité*, pris à énergie fixe de 30 GeV/c et à la position nominale. Leurs seules variations proviennent de l'évolution au cours du temps de la pollution de l'argon liquide, par exemple. Ils furent utilisés au même titre que les runs de linéarité afin d'augmenter la statistique.

Il est aussi possible d'utiliser à l'avenir des runs dits d'*uniformité*, pour lesquels le point d'impact a été déplacé à énergie fixe, afin d'étudier la variation de réponse des modules en fonction de leur géométrie fine (typiquement pour des fluctuations de position du point d'impact de l'ordre de la taille d'une cellule e.m.).

Les runs pion et électron ont été enregistrés selon les conditions de déclenchement suivantes:

- un signal dans les scintillateurs B_1 et B_2 et aucun dans VM, HOLE, pour assurer l'alignement et l'absence de halo,
- un veto de M_1 et M_2, pour éliminer les gerbes non contenues et les muons,
- un seul impact dans les chambres à fils, pour les runs où elles fonctionnaient,
- un signal dans B_2 inférieur à un seuil afin de se prémunir contre les paires d'électrons incidents trop proches pour être dissociées,
- au moins 6 PMs touchés dans chaque CEDARs.

La nature, électron ou pion, de la run courante est définie par le réglage des CEDARs. Ma première contribution à l'analyse des tests CERN a été de déterminer une limite de la contamination des lots de données électrons en pions en exploitant la différence d'échelle de développement, X_0 et λ_{int}, des gerbes électromagnétiques et hadroniques. La fraction e.m., rapport de l'énergie déposée dans la section e.m. à l'énergie totale, des électrons de 30 GeV/c ne peut pas physiquement être inférieure à 10%[1]; la distribution de cet estimateur est fortement concentrée autour de 1 avec une dépendance exponentielle (fig. 4.5). Par contre

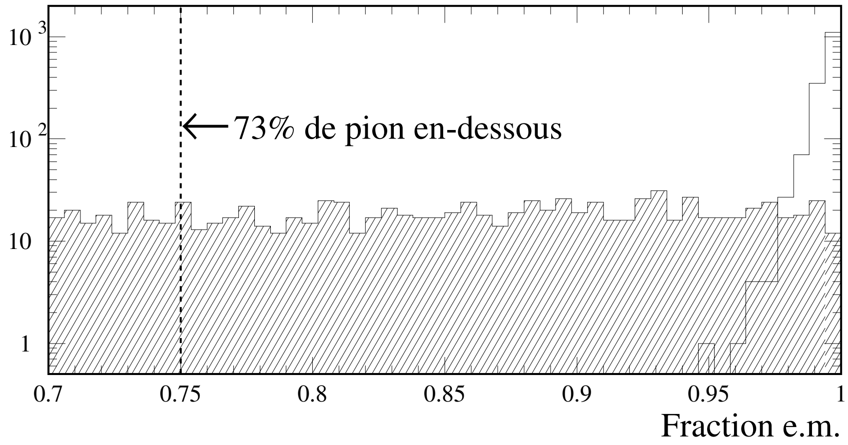


Figure 4.5: *Distributions en échelle logarithmique des fractions e.m. des électrons* (en blanc) *concentrée près de* 1 *et des pions* (hachuré)*, beaucoup plus étalée.*

10 % correspond à la valeur médiane de la distribution de la fraction e.m. des pions. Sur 10000 événements déclenchés en "6 OU 6"-électron d'un faisceau de 30 GeV/c composé à 70 ± 5 % de positrons et à 30 ∓ 5 % de pions, aucun n'a une fraction e.m. sous 10 %. Ceci nous assure un taux de mauvaise identification des électrons bien inférieur à 10^{-3} par CEDAR, et *a priori* une contamination de pion dans lots électron pris en mode "6 ET 6" largement suffisante pour les facteurs de rejets attendus, autour de 10^3.

La séparation des particules par les CEDARs n'est pas tout à fait symétrique; pour les pions et les électrons la largeur optimale du diaphragme du point de vue de la séparation est la même à impulsion donnée, l'étalement des anneaux étant ici essentiellement dû à la diffusion multiple dans le gaz. Mais pour conserver l'angle moyen d'ouverture des anneaux et donc le produit $n\beta$ constant, lors du passage du mode de sélection des électrons à celui des pions, il faut augmenter la pression (de l'ordre de 8 % à 20 GeV/c). Ceci a pour effet de réduire sensiblement le rapport de la distance entre les anneaux électron et pion à leur largeur de environ 10 à 2, surtout à haute énergie. Il en résulte une grande indétermination sur la valeur de la contamination des électrons dans les lots pions, et donc le fait que les facteurs de rejet calculés par la suite doivent être considérés comme des limites inférieures de ce qui est réalisable.

Les informations stockées sont, pour toutes les cellules conservées (signal supérieur à un sigma de bruit), le numéro géométrique, la charge, et les coefficients P_i ($i \in \{0, 1, 2, 3\}$) de leurs polynômes de conversion charge/énergie. Tous les paramètres de déclenchement

[1] la longueur de la section e.m. est au minimum d'une vingtaine de X_0

et d'enregistrement (coupures) sont aussi conservés en vue d'une analyse hors ligne plus restrictive.

L'ensemble des runs utilisés avec leur statistique est présenté dans la table 4.1 groupés par module et par énergie. Certains de ces runs n'ont pas d'informations précises sur la position du point d'impact, à cause d'un disfonctionnement temporaire des chambres à fils.

Période Module θ_{inc} (x_v y_v z_v cm)	Energie (GeV)	N_{e^-}	Numéros des runs électron	N_π	Numéros des runs pion
1	30	11197	1561 1571 1572 1542	38579	1507 1508 1511 1512
FB1/FB2					1513 1514 1545 1587
34.3°	80	1775	1532 1534 1535 1536	1445	1527 1528 1529
(-0.1 0.3 1.8)					1530 1531
2	10	13254	1702 1703 1704	2838	1698 1699 1700 1701
CB3/FB1	20	5957	1695 1696	12997	1690 1692 1693 1694
53.5°	30	19360	1662 1664 1665 1666	20499	1688 1689 1734 1735
(-2.1 4.9 2.2)			1686 1687 1724 1753		1736
3	10	3955	1846	1786	1839 1840 1841
CB2/**CB3**	20	4371	1856 1857	3746	1850 1851
79.0°	30	10102	1847 1895 1911 1922	15754	1837 1849 1894 1910
(-2.1 4.9 24.2)			1923		
CB2/CB3	10	3974	1845	2020	1842 1843
79.0°	20	3788	1854	4914	1853
(-2.1 4.9 -21.6)	30	1892	1830	3204	1829
4	10	1313	2045	1290	2041 2044
$\mathbf{IFE_2/IFE_3}$	20	1192	2038	1498	2036
10.1°	30	2459	1986	1490	1984 1985
(2.2 3.1 -34.1)					

Table 4.1: *Liste des données des tests* CERN 1989-90 *utilisées pour la séparation* e/π. *Les modules en gras sont ceux concernés par les données correspondantes. Les coordonnées du vertex indiquées sont celles du point de la trajectoire du faisceau le plus proche de l'axe z rapportées au référentiel de* H1.

Par la suite, je désignerait généralement les périodes par le nom du stack visé suivi de l'énergie, par exemple FB1 20 GeV, à l'exception de la période 3 que je nommerai **CB2** et **CB3B** pour ses deux composantes.

4.2 Analyse et résultats pour la séparation e/π

4.2.1 Principes généraux

L'identification des électrons isolés que nous avons développé à l'Ecole Polytechnique exploite les détecteurs centraux, chambres centrales et calorimètres (lAr, BEMC et PLUG). Les chambres à traces sont à même de donner la direction d'une particule avec une grande précision et ainsi que sa charge; si l'impulsion est suffisamnent faible ($P < 30\,\mathrm{GeV}/c$ pour un électron) sa valeur pourra aussi être estimée à partir de la courbure de la trace avec une résolution de $\sigma_P/P = 0.3\,\%P(\mathrm{GeV})$. La mesure de l'énergie dans le calorimètre lAr se fait avec une résolution typique de $\sigma_E/E = 12\,\%/\sqrt{E}$ pour un dépôt électromagnétique, et devient donc meilleure avec ce détecteur pour des électrons d'énergie supérieure à 11 GeV. Il donne aussi une information sur l'évolution spatiale des dépôts d'énergie des gerbes.

Une fois ces contraintes posées, nous avons défini un "électron" vu par le calorimètre comme étant un *cluster électromagnétique chargé et isolé*. C'est-à-dire, de façon plus détaillée:

un cluster, ou groupe de cellules, construit suivant un algorithme de *clustering projectif*, autrement dit en acceptant toutes les cellules avec une énergie $E_i > 2.5\,\sigma^i_{\mathrm{bruit}}$, afin d'éliminer les cellules de bruit, dont le centre géométrique se trouve à l'intérieur d'un cône "électron" aligné sur la direction de développement principale des gerbes. En utilisant comme germe la cellule e.m. la plus chaude, pour l'énergie, et en lui adjoignant ses trois voisines e.m. les plus chaudes, on crée ce que, par simplification, j'ai nommé le *groupe des quatre cellules les plus chaudes (contigües)*. En première approximation, le barycentre en énergie de ce groupe à été pris à la place de celui du cluster final et utilisé pour la définition de l'axe du cône électron, qui, partant de ce centre, suit la direction donnée par la trace associée au cluster, si elle existe, ou la direction du vertex sinon. Le sommet du cône est situé à un mètre en avant du centre sur l'axe. L'angle d'ouverture, fixé à 6.5°, assure un diamètre de $\sim 3\,\mathrm{R_m}$ à la hauteur du maximum de développement d'une gerbe e.m. et la meilleure linéarité possible de l'énergie totale pour des électrons; on peut se faire une idée de l'aspect du développement du gerbe e.m. dans le calorimètre lAr de H1 et de l'action du clustering projectif sur la figure 4.6. Au cours de l'application de cet algorithme, on calcule aussi des estimateurs de compacité utilisant le cône d'isolation également présent sur la figure.

Une légère différence a été introduite dans la définition du clustering projectif entre les données H1 et les données CERN. En effet, pour les premières, afin de conserver l'acquis d'un clustering topologique utilisé avant l'identification d'électron dans la reconstruction (voir section 5.3), il faut travailler à partir de clusters déjà existant, alors que pour les secondes nous avons travaillé directement au niveau des cellules. A partir de clusters préexistant, on choisit le plus énergétique et on construit une *enveloppe électromagnétique* épousant le contour du cône électron mais limitée en profondeur à la fin de la première couche de la section hadronique. Tous les clusters "satellites" proches ayant plus de 95 % de leur énergie totale comprise dans cette enveloppe sont rattachés au cluster principal. Pour des données CERN l'enveloppe e.m. correspond en fait au cône électron. Ces différences n'induisent pas de divergence visibles dans les résultats, dès lors qu'une quelconque coupure sur la fraction e.m. a été appliquée.

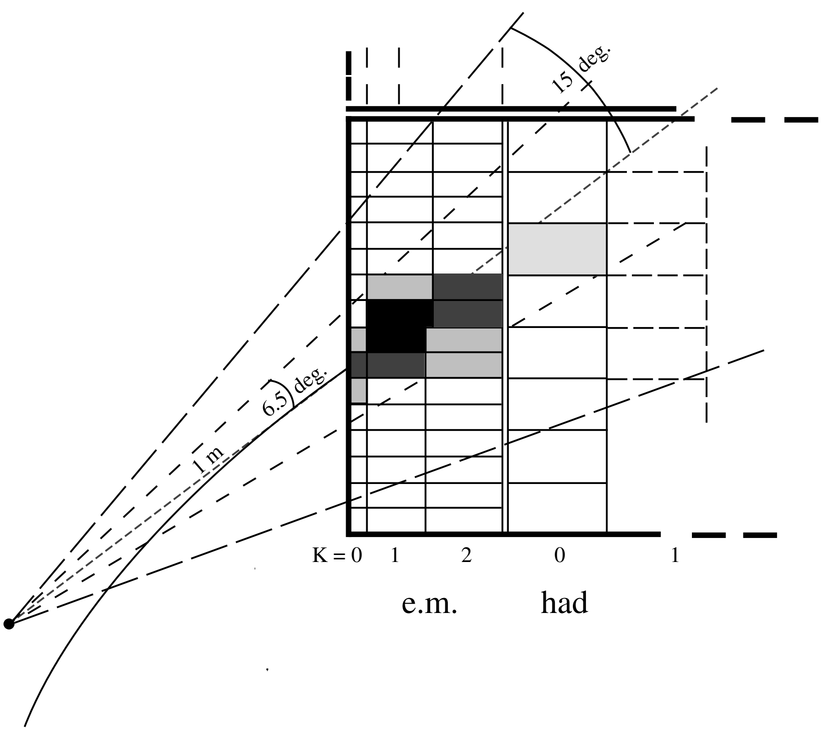


Figure 4.6: *Vue schématique du signal laissé par l'entrée d'un électron suivi du développement de sa gerbe dans le calorimètre lAr de* H1. *L'identification d'électron utilise la trace pour définir les cônes électron* (6.5°) *et d'isolation* (15°).

électromagnétique: l'électromagnéticité du cluster se mesure par des estimateurs de séparation e/π. Pour des raisons d'optimisation de temps de calcul, cette séparation procède en deux étapes: une *pré-sélection* rapide exploitant les propriétés globales "évidentes" des gerbes électromagnétiques, suivie, pour les candidats restant, d'une validation plus fine exploitant les corrélations entre les développements longitudinaux et transversaux de la gerbe;

chargé: une trace chargée doit être associée, quand cela est possible (i.e. les chambres à trace couvrent l'angle analysé), au cluster, c'est-à-dire que son extrapolation à l'intérieur du calorimètre doit passer à moins de 1 R_m du centre en énergie (pour les régions centrales au moins) et avoir une impulsion mesurée supérieure à un dixième de l'énergie totale du cluster;

isolé: les critères d'isolation concernent les traces et groupes de cellules voisines du cluster principal, dans un cône en pseudorapidité et angle azimutal d'ouverture $\sqrt{\eta^2 + \varphi^2} = \pi/6$. La somme des contributions des "satellites" ne doit pas excéder 3.8 % de l'énergie du cluster principal.

4.2.2 La mesure de l'énergie

De la bonne définition de paramètres du clustering projectif va dépendre la bonne mesure de l'énergie. En effet, un angle d'ouverture trop petit coupera une partie du signal, un trop grand incluera des cellules de bruit, ruinant ainsi la résolution. Le niveau de la coupure à "$n\,\sigma_{\text{bruit}}$" agit plus directement sur la linéarité. Ces paramètres ont été optimisés (pour plus de détails à ce propos, voyez la thèse de T. Carli [42]) après une étude avec n compris entre 1 et 4 et l'angle d'ouverture du cône électron entre 5° et 7.5°. Il en résulte que la linéarité est meilleure que $\pm 1\,\%$ au dessus de 10 GeV pour une coupure de 1.5 à $2.0\,\sigma_{\text{bruit}}$ et un angle d'ouverture de 6.5°. La résolution mesurée suit la relation

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{c_1}{E} \oplus \frac{c_2}{\sqrt{E}} \oplus c_3 = \frac{\sqrt{c_1^2 + c_2^2 E + c_3^2 E^2}}{E} \tag{4.1}$$

où le signe $\oplus$ désigne une opération d'addition quadratique ($a \oplus b = \sqrt{a+b}$), et les c_i, $i \in \{1,2,3\}$ mesurent les contributions respectives de la fluctuation d'échantillonnage, du bruit et de la systématique. Pour les modules centraux, les valeurs trouvées sont de $c_1 = 11.1 \pm 0.1\,\%\,\sqrt{\text{GeV}}$, $c_2 = 173 \pm 11\,\text{MeV}$ et $c_3 = 0.46 \pm 0.11\,\%$.

Toutes les études présentées par la suite dans ce manuscript furent toutefois effectuée avec une coupure sur le bruit de $2.5\,\sigma_{\text{bruit}}$, valeur préconisée avant cette étude.

4.2.3 La pré-sélection

A) Les pré-sélecteurs

La première étape de la séparation e/π, confrontée à un grand nombre de candidats, se doit d'être rapide, ce qui ne l'empêche pas d'utiliser la fine granularité transversale et longitudinale du calorimètre e.m. Quatre propriétés importantes des cascades électromagnétiques (CEM) peuvent être exploitées au premier abord: un départ et un arrêt rapide, la présence d'un cœur chaud et la compacité de l'ensemble de la gerbe. Elles sont quantifiables par les estimateurs suivants, qui n'utilisent que la numérotation géométrique des cellules et la structure en couche du calorimètre ou qui ont déjà été calculés lors du clustering projectif:

EAEM (Estimateur Argon fraction ElectroMagnétique), la fraction e.m., rapport de l'énergie déposée dans la section e.m. à l'énergie totale, est l'estimateur de base de toute séparation e/π. Pour H1 la section e.m. est longue au minimum d'une vingtaine de X_0, suffisament pour contenir plus de 95 % de l'énergie d'une CEM de 30 GeV, mais ne mesure que l'équivalent d'une longueur d'interaction hadronique $\lambda_{\text{int.}}$. Ceci se traduit par les distributions caractéristiques pour les pions et les électrons visibles sur la figure 4.7a. La distribution des pions reflète deux comportement distincts: soit ils n'interagissent pas et laissent une trace de particule minimum ionisante (pic proche de 0), soit ils engendrent un début de gerbe plus ou moins contenue dans la section e.m. (la bosse de la distribution).

Avant même l'appel à une quelconque séparation e/π un tant soit peu élaborée, et donc à la pré-sélection, il est effectué une coupure sur la fraction e.m. des clusters à 75 % éliminant aussi 75 % des pions sans retirer aucun électron.

Les variations en énergie en fonction de l'angle d'incidence ne sont pas triviales (voir fig. 4.8a), probablement en raison des effets contraires de l'allongement moyen des gerbes et d'une diminution des fluctuations radiales quand l'énergie augmente. Ce point nécessite

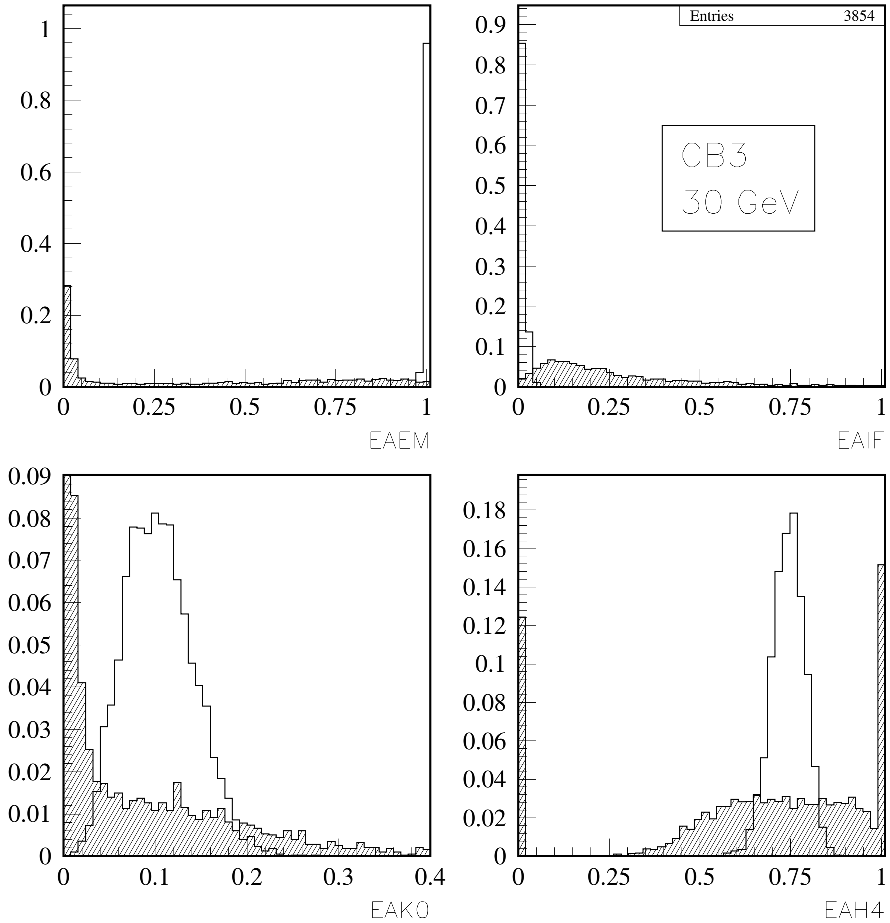


Figure 4.7: *Distributions de probabilité pour des électrons* (en blanc) *et des pions* (hachuré) *des quatres pré-sélecteurs* EAEM (a), EAIF (b), EAK0 (c) *et* EAH4 (d) *à une énergie incidente de* 30 GeV *pour un des modules centraux* CB.

encore du travail pour avoir une paramétrisation totalement cohérente exploitable à H1. Toutefois une simple extrapolation des points sur une échelle logarithmique pour l'énergie ne doit pas donner des résultats trop inexacts.

EAK0, la fraction de l'énergie e.m. contenue dans la première couche de cellules du calorimètre e.m., est un excellent estimateur de la rapidité du démarrage d'une gerbe; comme on peut s'y attendre, une fraction relativement importante de l'énergie y est déposée par les électrons tandis que pour les pions cela correspond le plus souvent à l'énergie d'une trace minimum ionisante (voir fig. 4.7c). Le calorimètre de H1 a été conçu de manière à minimiser l'effet de la géométrie sur cet estimateur: les épaisseurs des couches en unité de X_0 vue par des particules en provenance de la région du vertex sont à peu près uniformes, comme on peut s'en rendre compte sur la table 3.1. La dépendance par rapport à l'énergie, conformément avec la théorie, suit une décroissance linéaire en log $E_{\rm tot}$ (voir fig 4.8c).

Pour complèter l'exploitation de la structure longitudinale fine du calorimètre e.m., il est possible de définir des EAKi, intermédiaires entre EAK0 et EAEM (i=celui de la dernière couche incluse), comme la fraction de l'énergie déposée dans les couches 0 à i. Les EAKi pour toutes les couches et tous les angles d'incidence donnent des approximations, à l'inclinaison

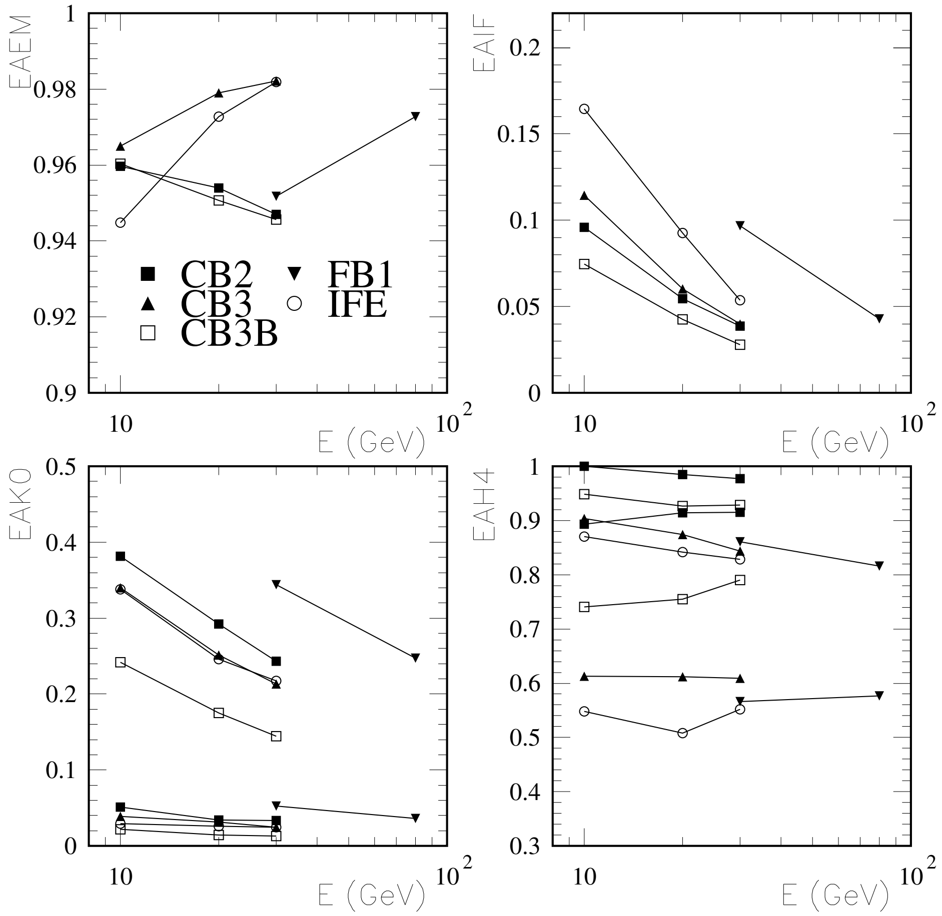


Figure 4.8: *Evolution des coupures à 99 % d'efficacité en fonction de l'énergie pour les coupures basse sur* EAEM (a), *hautes sur* EAIF (b) *et mixtes sur* EAK0 (c) *et* EAH4 (d).

du plan de coupure près, de la fraction F d'énergie déposée intégrée depuis la face avant du calorimètre jusqu'à une profondeur L (X_0), soit à peu près l'épaisseur totale de $i+1$ premières couches divisée par le cosinus de l'angle d'incidence:

$$F(L) = \int_0^L E(\ell)\mathrm{d}\ell \ / \int_0^\infty E(\ell)\mathrm{d}\ell$$

Sur la figure 4.9 sont reportés les facteurs de rejet R obtenus pour les EAKi. L'évolution des maximums de rejet, proches de $20\,X_0$ suit là encore une fonction linéaire de $\log E_{\mathrm{inc}}$. L'indépendance des fractions d'énergie déposées dans les premiers instants du développement montre une grande stabilité des EAK0 pour tous les modules.

EAH4 est défini précisement comme étant la fraction de l'énergie e.m. déposée dans le *groupe des quatre cellules les plus chaudes* (cellule e.m. la plus chaude (i.e. énergétique) et ses trois voisines e.m. les plus chaudes). Ces quatre cellules sont presqu'exclusivement situées dans la seconde couche du calorimètre e.m. pour des électrons. Ce n'est pas le cas pour les gerbes hadroniques, qui n'ont pas même toujours un groupe complet. Ainsi, si les électrons adoptent un profil gaussien centré sur 0.7-0.8 (voir fig. 4.7d) avec une faible largeur (0.1 typiquement) les pions ont une distribution beaucoup plus lâche avec un regroupement proche de zéro. Il y a peu de dépendance en fonction de l'énergie, comme on peut le voir

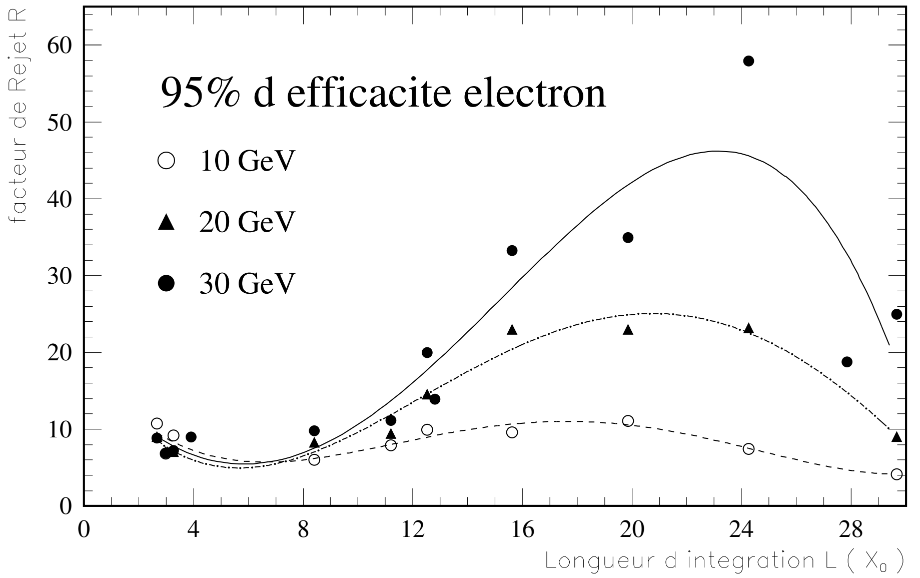


Figure 4.9: *Revue de l'ensemble des valeurs des fractions d'énergie en fonction de la limite supérieure d'intégration en unité de* X_0 *pour des énergies incidentes de* 10, 20 *et* 30 GeV. *On notera la remarquable stabilité en fonction de l'énergie et des angles d'impact des premiers points à bas L; ils correspondent à l'estimateur* EAK0. *Les courbes n'ont d'autre but que de guider l'œil.*

sur la figure 4.8d, si ce n'est une diminution de la largeur due sans doute à de plus faibles fluctuations.

La définition finale n'est venue qu'après essai des quantités à utiliser: par exemple la densité en énergie aurait pu remplacer la somme sur les énergies, donnant lieu à l'estimateur suivant:

$$\mathrm{EAH4}' = \frac{E_{\mathrm{H4}}}{E_{\mathrm{tot}}} \times \frac{V_{\mathrm{tot}}}{V_{\mathrm{H4}}}$$

où les indices H4 et tot signifient que la quantité (énergie ou volume) à été sommée sur le groupe des quatres cellules les plus chaudes ou sur l'ensemble du cluster. Une telle définition toutefois induit une trop grande sensibilité à la valeur de la coupure sur le bruit, par le terme V_{tot}.

Plus radicalement, les densités $d_i = E_i/V_i$ auraient pu être substituées totalement à l'énergie dans la définition finale:

$$\mathrm{EAH4}'' = \frac{\sum_{\mathrm{H4}} d_i}{\sum_{\mathrm{tot}} d_i}$$

Cette définition, pour être cohérente, requiert une échelle de “température” elle aussi définie par la densité, ce qui a pour effet d'inclure dans une proportion non-négligeable de cas une des cellules de la première couche dans le groupe des quatre cellules les plus chaudes. Etant donné la différence d'épaisseur entre la première et la seconde couche, un facteur 1 à 3, cela ne fait qu'augmenter la largeur de la distribution.

Le choix d'un groupe de 4 cellules résulte de l'optimisation du facteur de rejet global, i.e. après combinaison sur l'ensemble des pré-sélecteurs; bien qu'offrant seul un facteur de rejet

1.4 fois meilleur que EAH4, l'estimateur de compacité EAH8 est aussi plus fortement corrélé à la fraction e.m. EAEM.

EAIF est une mesure du débordement des gerbes de l'enveloppe e.m. dans le cône d'isolation, et est défini comme:

$$\mathrm{EAIF} = \frac{E_{\mathrm{iso}}}{E_{\mathrm{iso}} + E_{\mathrm{env}}}$$

où l'indice iso désigne le contenu du cône d'isolation à l'exception de celui de l'enveloppe e.m., indicé "env". L'angle d'ouverture du cône d'isolation (15°) a été choisi de façon à contenir l'ensemble d'une gerbe hadronique de 30 GeV. Comme on peut le voir sur la figure 4.7, c'est un remarquable séparateur e/π, inférieur à 0.11 pour 99 % des électrons dans toutes les périodes et à toutes les énergies, sauf pour IFE à 10 GeV (0.16), qui décroit linéairement sur une échelle d'énergie logarithmique (fig. 4.8b).

B) Performances

La performance d'un estimateur de séparation e/π se mesure par le *facteur de rejet* R défini par:

$$R = \frac{\text{fraction d'électron identifiés}}{\text{fraction de pion mal identifiés}} = \frac{\mathrm{eff}_{\mathrm{e}}}{\mathrm{eff}_{\pi}}$$

pour une efficacité électron donnée. Les plus grandes valeurs de R indiquent de meilleurs rejets des pions.

Les performances des pré-sélecteurs individuels doient être prises à très haute efficacité électron, typiquement de l'ordre de 99 %, et découlent d'une simple coupure basse sur EAEM, haute sur EAIF et d'un encadrement (coupures basses et hautes simultanées à 99.5 %) pour EAH4 et EAK0. Ce qui donne les facteurs de rejet typiques de la table 4.2.

Pré-sélecteur:	EAEM	EAIF	EAK0	EAH4
Facteur de rejet:	76.0	20.6	3.49	2.95

Table 4.2: *Facteurs de rejet à* 99 % *d'efficacité électron obtenus pour chacun des pré-sélecteur avec des particules incidentes de* 30 GeV *dans* CB3.

Pour assurer une pré-sélection optimale, j'ai étudié les diverses combinaisons possibles des quatre pré-sélecteurs finaux. Plusieurs méthodes sont disponibles:

- sans combinaison (une coupure simple ou double indépendante sur chaque pré-sélecteur),
- par le calcul d'un log-likelihood effectué uniquement avec les densités électron et donc pas rapporté à une probabilité en faveur d'une hypothèse donnée.
- par une méthode de matrice covariante, avec la dépendance en énergie (interpolation linéaire de la matrice de covariance en fonction de l'énergie entre deux points de mesure).

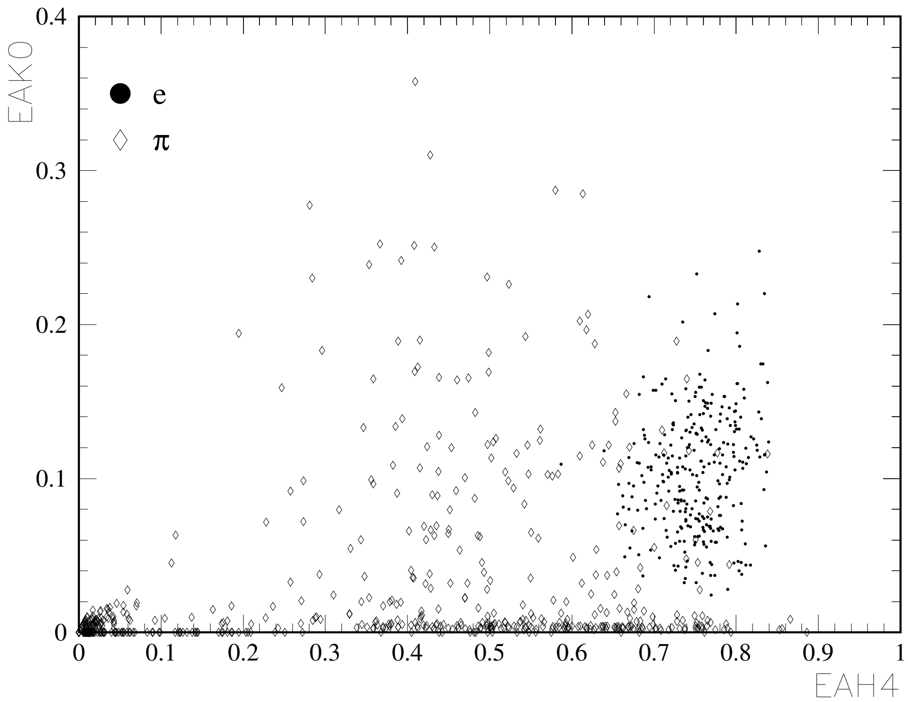


Figure 4.10: *Corrélation entre EAK0 et EAH4 pour des électrons* (points) *et des pions* (losanges) *de* 30 GeV *dans* CB3. *Bien que ni les électrons, ni les pions ne présentent de structure apparente, une simple coupure sur chacun de ces estimateurs pourra permettre une séparation* e/π *efficace.*

e^-	EAEM	EAIF	EAK0	EAH4	π	EAEM	EAIF	EAK0	EAH4
EAEM	1.000	-0.047	0.063	0.213	EAEM	1.000	-0.276	-0.124	0.078
EAIF		1.000	0.005	-0.001	EAIF		1.000	0.046	-0.021
EAK0			1.000	0.166	EAK0			1.000	0.145
EAH4				1.000	EAH4				1.000

Table 4.3: *Corrélations typiques entre les pré-sélecteurs pour des électrons et des pions de* 20 GeV *dans* CB3

Les distributions électrons de EAEM et de EAIF, fortement piquées à 1 et 0, et celles de EAK0 et EAH4, Gaussiennes, ainsi que la faible corrélation entre ces derniers (voir fig. 4.10 et table 4.3) suggèrent fortement de couper séparément sur EAEM, EAIF et sur une combinaison des deux autres. C'est ce qu'à confirmé une étude systématique sur l'ensemble des périodes pour 10, 20 et 30 GeVsur l'ensemble des combinaisons suivantes:

1. EAEM+EAIF+EAK0+EAH4;
2. lkh(EAEM,EAIF,EAK0,EAH4);
3. EAEM+EAIF+lkh(EAK0,EAH4);
4. EAEM+EAIF+2×lkh(EAK0,EAH4);
5. EAEM+3×lkh(EAIF,EAK0,EAH4);
6. EAEM+lkh(EAIF,EAK0,EAH4);
7. EAEM+EAIF+mat(EAK0,EAH4);

où un + désigne une coupure indépendante, un × le poids d'une coupure (un poids de 3 signifie que l'on coupe 3 fois plus: par exemple à 97 % contre 99 %), lkh( ) une combinaison par likelihood et mat( ) par matrice. Il s'est avéré que les meilleures combinaisons, pour une efficacité totale fixée à 97 %, sont celles ne conservant que EAEM séparé, telles **5.**, et **6.** et qu'elles le sont d'autant plus que le poids relatif de EAEM est grand. Toutefois toutes ces combinaisons, sauf la **1.** et la **7.**, n'autorisent pas une extrapolation simple en fonction de l'énergie. Une telle extrapolation, nécessaire pour toute identification d'électron réaliste, fait "perdre" parfois jusqu'à un facteur deux par rapport aux résultats rapides obtenue sans elle. Par ailleurs, la différence des facteurs de rejet obtenus pour les combinaisons **1.** et **7.** n'est très grande, la dernière étant cependant plus stable par rapport à l'énergie.

Les résultats donnés par la suite seront obtenus, sauf spécification explicite, avec la combinaison "standard" EAEM+EAIF+mat(EAK0,EAH4) (**7.**), incluant l'interpolation entre les différentes énergies testées pour chacun des termes. Pour toutes les périodes et toutes les énergies, les rejets sont typiquement de la forme de ceux présents sur la figure 4.11a.

Les résultats finaux concernant la pré-sélection avec une efficacité (acceptance électron) de 97 % montrent clairement une amélioration du facteur de rejet avec l'accroissement de l'énergie (v fig. 4.11b). Une extrapolation logarithmique du facteur de rejet R aux valeurs plus élevées d'énergie incidente semble raisonnable mais demandera confirmation par l'étude des données prises au CERN. Les modules avant offrent une séparation e/π plus faible mais bénéficient aussi par la cinématique des réactions ep de particules bien plus énergétiques en moyenne.

La distribution des pions est bien entendue modifiée par la pré-sélection, les survivants tendant à ressembler de plus en plus à des électrons, comme on peut s'en rendre compte sur la figure 4.12 pour l'énergie mesurée. Selon cette figure, il paraît possible de compléter la pré-sélection par un rejet fondé sur la mesure de l'énergie. En pratique cela se fait à partir de la comparaison de l'énergie mesurée dans le calorimètre et de l'impulsion calculée à partir du rayon de courbure des traces, donc de façon particulièrement pertinente à basse énergie. Ceci permet de compenser les faibles valeurs de rejet obtenues à basse énergie.

En conclusion, il paraît donc possible d'atteindre avec un premier lot d'estimateurs de séparation e/π rapides exploitant uniquement la fine granularité du calorimètre a Argon

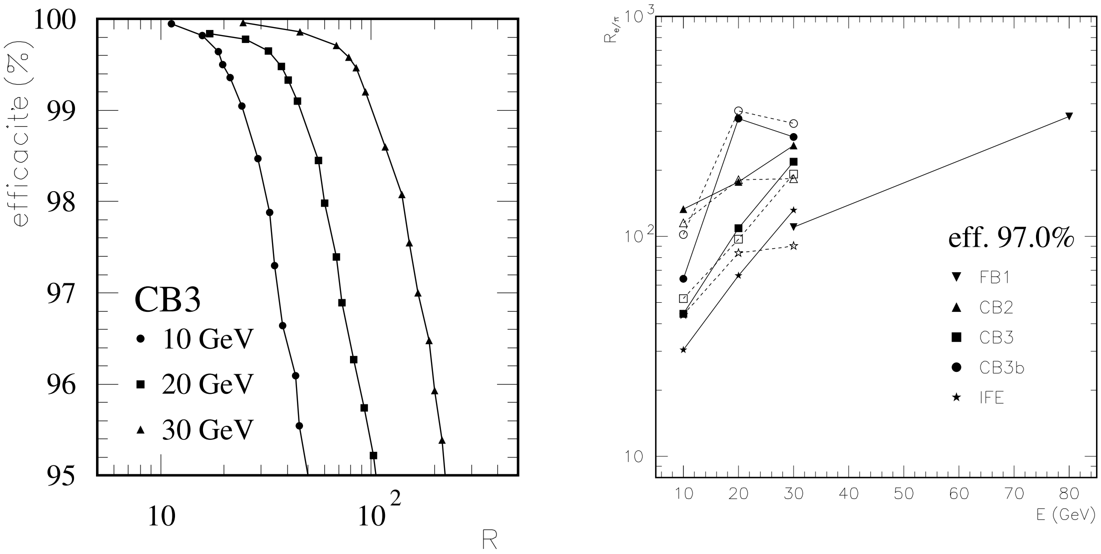


Figure 4.11: (a) *Diagrammes d'efficacité (acceptance* e$^-$*)/Rejet typiques obtenus avec la pré-sélection standard: coupures à égale efficacité sur* EAEM, EAIF *et sur la combination matricielle de* EAK0 *et* EAH4 *en tenant compte de la dépendance en énergie.* (b) *Courbes des facteurs de rejet à* 97 % *d'acceptance électron en fonction de l'énergie pour toutes les périodes étudiées. Les courbes continues concernent la présélection standard et celles discontinues une préselection avec des coupures indépendantes sur les 4 pré-sélecteurs (pas de combinaison) toujours en tenant compte de la dépendance en énergie de chaque particule.*

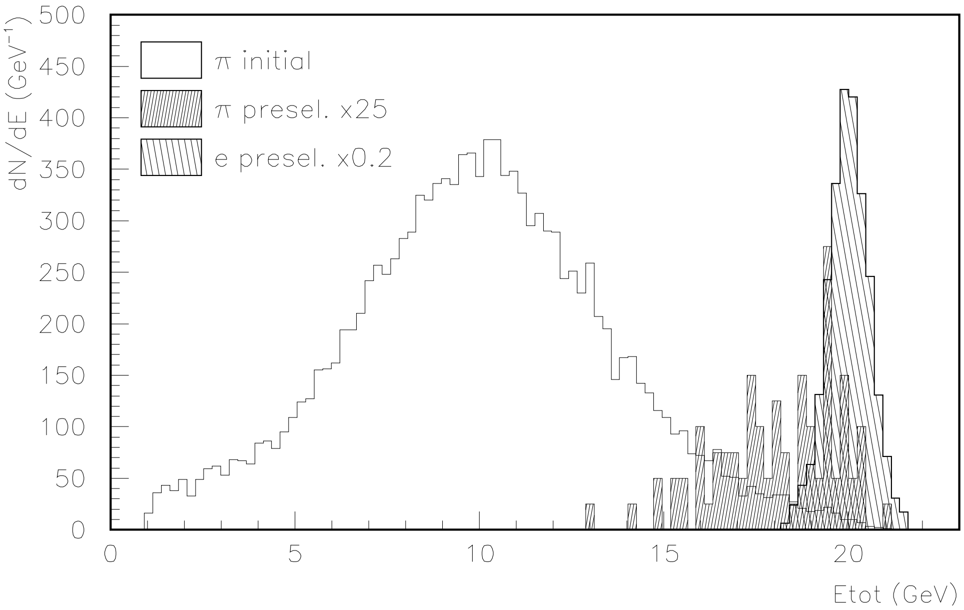


Figure 4.12: *Distribution de l'énergie mesurée des pions avant* (blanc $\times 1$) *et après* (hachuré, $\times 25$) *la pré-sélection. Le pic de droite* (foncé $\times 0.2$) *est celui des électrons, centré sur l'énergie nominale des lots de données utilisée ici:* CB3 20 GeV. *Les nombres d'électrons et de pions sont normalisés.*

liquide de H1 des facteurs de rejets supérieurs à 10^2 pour des énergies supérieures à 10 GeV. Sous ce seuil, la comparaison de l'énergie avec l'impulsion donnée par les traces fournit une compensation.

Le calcul des pré-sélecteurs est actuellement totalement inclu dans le code de reconstruction standard de H1, ainsi qu'une version préliminaire d'une routine de combinaison et de rejet des pions.

4.2.4 Les moments

A) Les moments "classiques"

La granularité du calorimètre à argon liquide de H1 est suffisamment fine pour permettre une pleine utilisation des corrélations entre les composantes longitudinales et transversales des profils de gerbe pour la séparation e/π. Le but ultime de l'exploitation du développement des moments de gerbe est la définition d'un estimateur ξ^2 qui combinerait l'ensemble de l'information géométrique. Cela a déjà été étudié pour un calorimètre à scintillateur finement segmenté par Engelmann et al. [61]. Pour cette étude, les dépôts d'énergie dans les couches successives étaient employés dans une combinaison matricielle. Mais cette méthode suppose un angle d'attaque proche de l'incidence normale, et surtout ne fait aucun cas de l'information transversale de développement des gerbes.

Nous pouvons espérer faire mieux avec le calorimètre de H1, en définissant des paramètres à peu près indépendants de la géométrie locale précise et donc de l'angle d'impact des particules. Des résultats préliminaires, obtenus par M. Colombo et Y. Sirois, rassemblés dans la thèse du premier [63], ont montré que la meilleure utilisation simple de la géométrie passe par la définition des moments de la distribution des dépôts d'énergie de la gerbe suivant l'axe principal (moments longitudinaux) et perpendiculairement à celui-ci (moments transversaux). Ces définitions sont schématisées sur la figure 4.13.

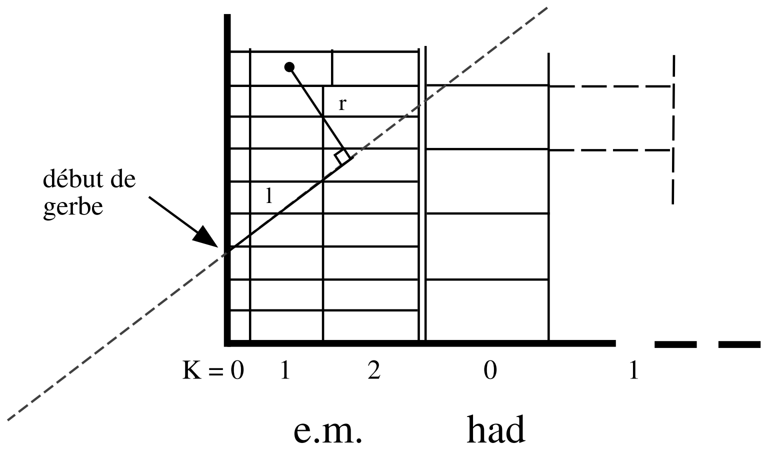


Figure 4.13: *Définitions des moments longitudinaux ℓ et transversaux r des gerbes utilisés pour la validation des électrons dans le calorimètre à Argon liquide.*

L'axe principal est déterminé soit à partir des traces des chambres à fils pointant vers le cluster soit, si aucune ne convient, par la droite passant par le centre en énergie et les vertex. La fonction de poids idéale attribuée à chaque cellule est sans doute la densité en énergie $\rho_i = \frac{E_i}{V_i}$, où E_i et V_i sont respectivement l'énergie et le volume de la cellule i. Elle diminue la dépendance par rapport aux larges cellules de bruit et correspond mieux à la définition théorique utilisée pour l'étude des gerbes (section 3.4.2). M. Colombo a montré entre autre l'inutilité d'utiliser des moments d'ordre supérieurs à 2; il est ainsi juste de se limiter aux cinq moments:

$$\begin{aligned} \langle \ell \rangle &= \frac{1}{\rho} \sum_{\text{cell}} \rho_i \ell & \langle r \rangle &= \frac{1}{\rho} \sum_{\text{cell}} \rho_i r \\ \langle \ell^2 \rangle &= \frac{1}{\rho} \sum_{\text{cell}} \rho_i \ell^2 & \langle r^2 \rangle &= \frac{1}{\rho} \sum_{\text{cell}} \rho_i r^2 \end{aligned}$$
$$\langle r\ell \rangle = \frac{1}{\rho} \sum_{\text{cell}} \rho_i r \ell$$

où ℓ désigne la distance longitudinale de la cellule sur l'axe de la gerbe, l'origine étant prise au *point d'impact*, c'est-à-dire à l'intersection de l'axe principal et du plan d'entrée de la région active du calorimètre, et où r est la distance dans le plan perpendiculaire à l'axe principal du centre des cellules à cet axe. ρ est la normalisation du poids utilisé soit:

$$\rho = \sum_{\text{cell}} \rho_i$$

Les distributions typiques obtenues pour des pions et des électrons sont regroupées sur la figure 4.14; elles reflètent parfaitement l'écart entre les distances e.m. ($\mathrm{X_0}$, $\mathrm{R_m}$) et hadronique ($\lambda_{\text{int.}}$).

La remarquable stabilité des moyennes et des écrats moyens des moments par rapport à l'énergie et surtout à la géométrie est visible sur la figure 4.15. La dépendance énergétique suit le comportement prévu par la théorie et est bien reproduite par une fonction linéaire en $\log E_{\text{inc.}}$.

La relative insensibilité des résultats finaux à un décalage de l'axe principal a aussi été vérifié en fixant l'axe la position théorique du faisceau. Des facteurs de rejet très légèrement supérieurs peuvent être atteint, mais c'est surtout le fait que l'approximation faite en supposant que la trace passe par le centre présumé (des quatres cellules les plus chaudes) ne perturbe que faiblement les résultats qui est important pour H1.

La combinaison des moments se fait suivant une méthode exploitant les matrices de covariance (la même que pour les pré-sélecteurs), et a déjà été utilisée avec succès [61, 62]. Pour un lot de données de référence, les moyennes μ_i et les variances σ_i de chacune des variables x_i sont combinées à l'aide de la matrice matrice de covariance C_{ij} en un estimateur ξ^2 suivant:

$$\xi^2 = (x-\mu)^T \boldsymbol{C}^{-1} (x-\mu) = \sum_{i,j} (x_i - \mu_i) C_{ij}^{-1} (x_j - \mu_j)$$

Cet estimateur a un comportement de χ^2 seulement si les variables utilisés ont un comportement gaussien; de plus il est préférable de travailler sur des variables aussi peu corrélées

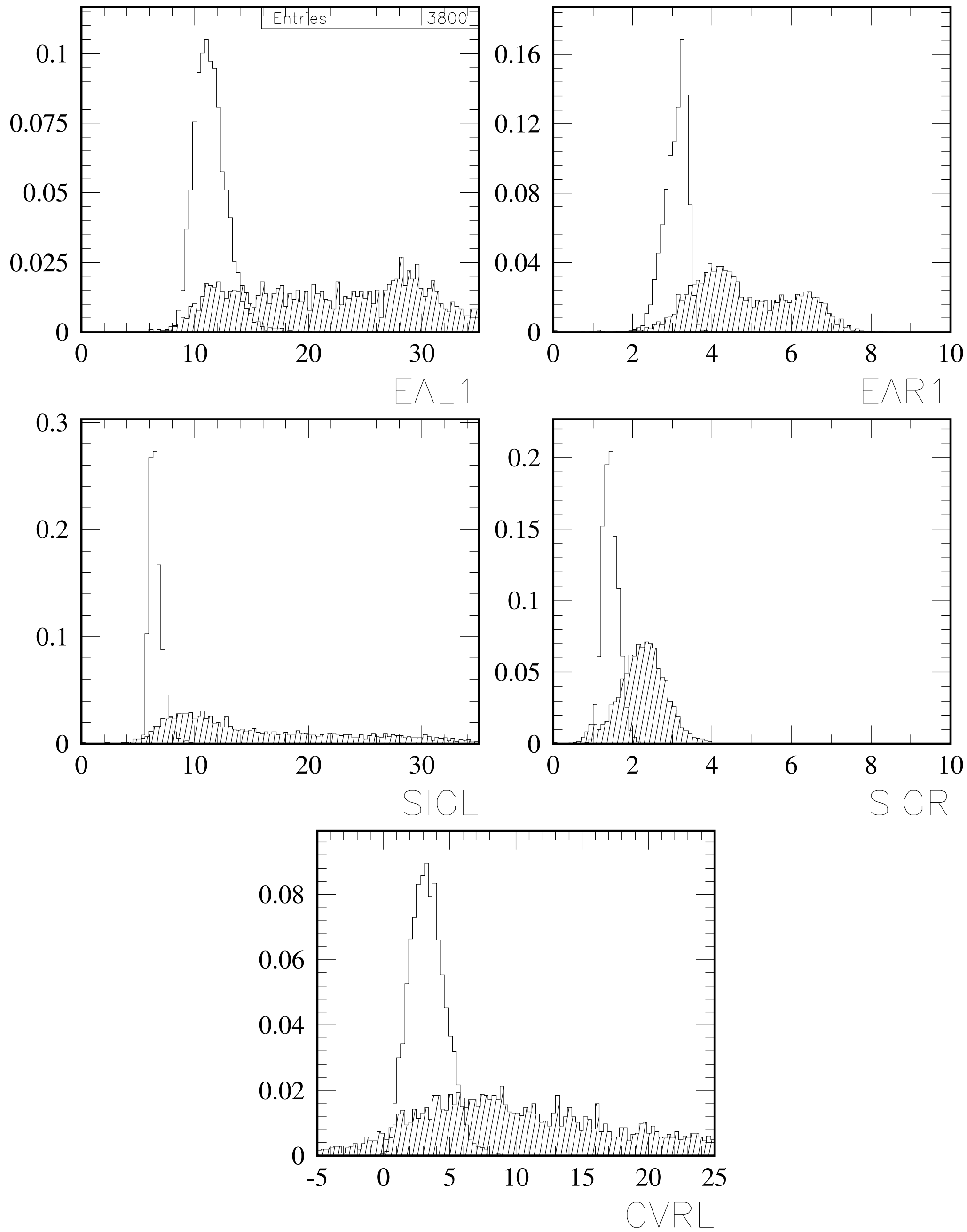


Figure 4.14: *Distribution typique des cinq moments pour les électrons* (blanc) *et les pions* (hachuré) *de* CB3 30 GeV.

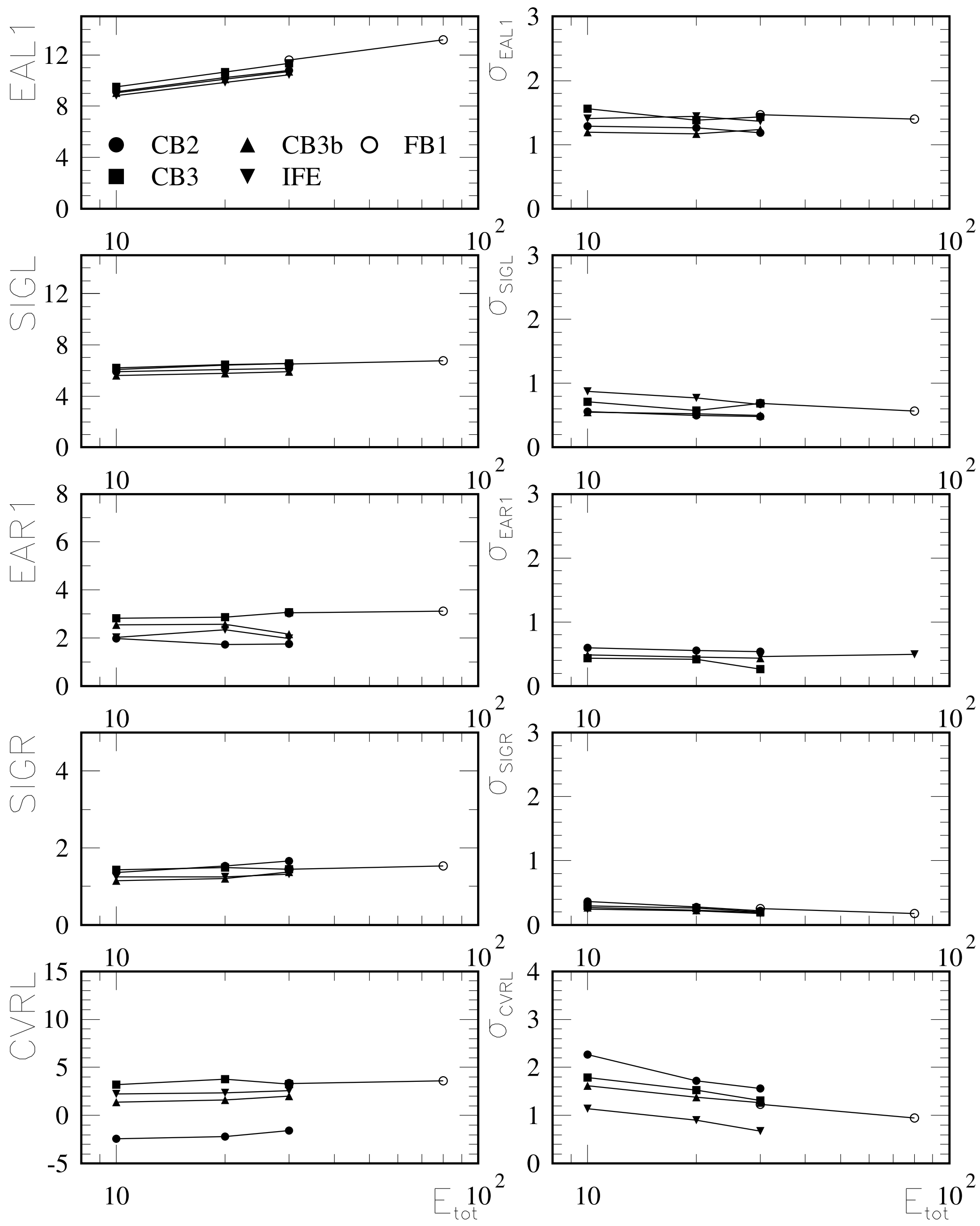


Figure 4.15: *Evolution des moments* (colonne de gauche) *et de leur écarts moyens* (colonne de droite) *en fonction de l'énergie.*

que possible, afin d'avoir un facteur de rejet maximal et de faciliter la paramétrisation ultérieure des coefficients de la matrice de corrélation. Aussi, ai-je utilisé les moments suivants plutôt que les définitions brutes données précédemment:

$$\mathrm{EAL1} = \langle \ell \rangle \qquad \mathrm{EAR1} = \langle r \rangle$$
$$\mathrm{SIGL} = \sqrt{\langle \ell^2 \rangle - \langle \ell \rangle^2} \qquad \mathrm{SIGR} = \sqrt{\langle r^2 \rangle - \langle r \rangle^2}$$
$$\mathrm{CVRL} = \langle r\ell \rangle - \langle r \rangle \langle \ell \rangle$$

La matrice de corrélation obtenue avec pour ces variables est proche de l'unité (voir les tables 4.4). Contrairement à ce que l'on pourrait penser de prime abord, les fluctuations

e^-	EAL1	SIGL	EAR1	SIGR	CVRL
μ_i	11.323	6.552	3.080	1.498	3.422
σ_i	1.380	0.531	0.301	0.228	1.402

π	EAL1	SIGL	EAR1	SIGR	CVRL
μ_i	45.014	17.243	5.101	2.561	24.450
σ_i	31.620	8.828	1.367	0.683	23.934

e^-	EAL1	SIGL	EAR1	SIGR	CVRL
	1.000	0.530	0.241	0.052	0.058
		1.000	0.077	0.137	0.305
			1.000	-0.515	-0.209
				1.000	0.500
					1.000

π	EAL1	SIGL	EAR1	SIGR	CVRL
	1.000	0.372	0.491	-0.195	0.102
		1.000	0.522	0.248	0.830
			1.000	0.094	0.374
				1.000	0.465
					1.000

Table 4.4: *Moyennes et écarts types caractéristiques des moments obtenus pour des électrons* (gauche) *et des pions* (droite) *après la pré-s'election avec une énergie incidente de* 30 GeV.

longitudinales ne sont pas fortement corrélées avec les fluctuations transverses. Les plus forts liens restants sont ceux entre (EAL1 et SIGL) et (EAR1, SIGR et CVRL). Un autre jeu de variable est celui lié à la description théorique des gerbes, les paramètres a et b des gerbes électromagnétiques définis à partir de $\langle \ell \rangle$ et de $\langle \ell^2 \rangle$ (voir la section 3.4.2). Les électrons ont un comportement quasi-gaussien, ce n'est pas le cas des pions. Pour cette raison il ne sera pas fait usage d'un ξ^2_π.

Les éléments de la matrice de corrélation (voir figure 4.16) sont eux aussi très stables en fonction de l'énergie, ce qui conforte l'utilisation d'une matrice extrapolée dans le cadre de la reconstruction standard de H1.

Certains des pré-sélecteurs sont fortement corrélés aux moments: ainsi EAK0 est-il fortement lié ($\kappa \sim -0.82$) à EAL1, et EAR1 à EAH4. Néanmoins l'analyse par les moments reste plus fine comme cela est confirmé par les résultats obtenus.

Un facteur de rejet de l'ordre de 10^3 a été obtenu à 96% d'efficacité, à 80 GeV. La forme typique d'un diagramme facteur de rejet-efficacité (acceptance électron), comme celle présentée sur la figure 4.17a, indique qu'il est possible après une pré-sélection à haute efficacité de gagner aisément un facteur 3 en rejet pour une perte d'un pourcent de l'acceptance électron.

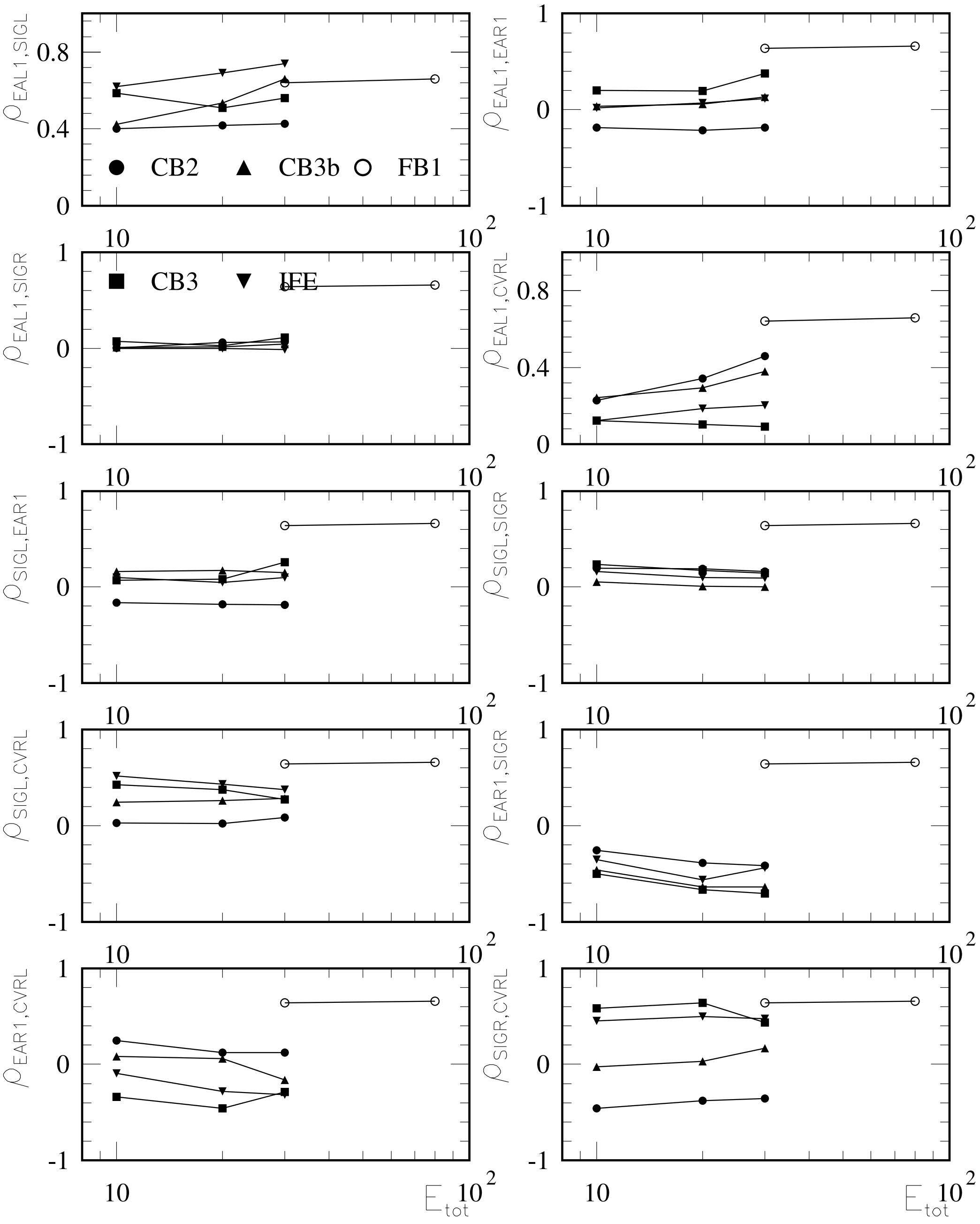
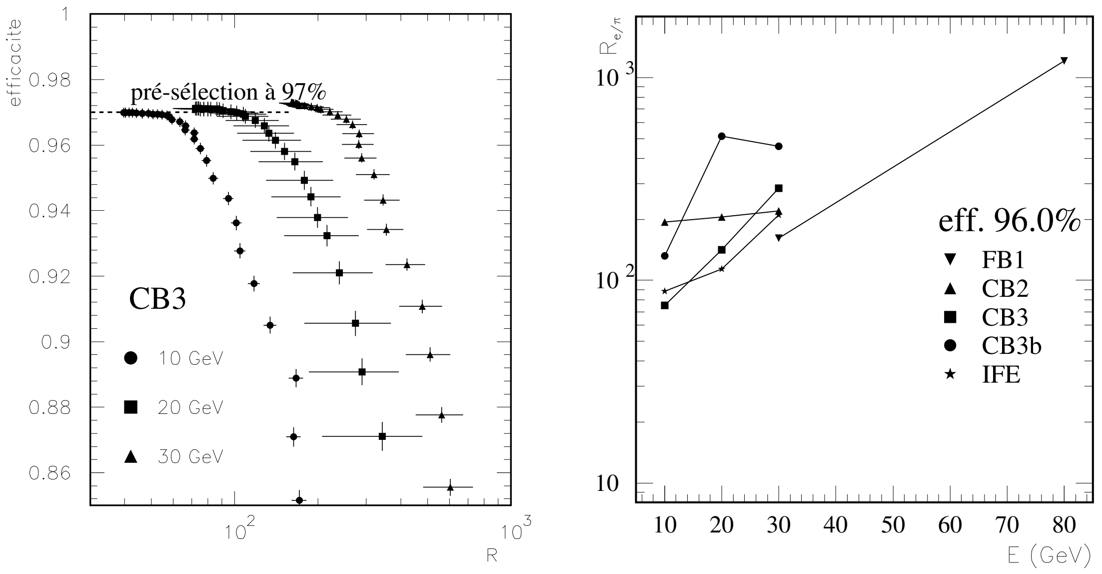


Figure 4.16: *Evolution des éléments de la matrice de corrélation en fonction de l'énergie incidente.*



(a) (b)

Figure 4.17: (a) *Efficacité de reconnaissance des électrons en fonction du facteur de rejet R obtenu avec les moments combinés, pour des électrons et des pions de* 10, 20 *et* 30 GeV *dans* CB3. *Les données sont traitées après une pré-sélection standard à* 97%. *Les barres d'erreur rendent compte de l'erreur statistique.* (b) *Facteurs de rejets obtenus pour une efficacité électron de* 96 % *en fonction de l'énergie sur l'ensemble des périodes et des énergies étudiées.*

La figure 4.17b rassemble les efficacités et facteurs de rejet pour l'ensemble des énergies et des périodes étudiées. Confirmant la tendance observée avec la pré-sélection des pions survivants à s'identifier aux électrons, la figure 4.18 (semblable à 4.12) montre les distributions de l'énergie des pions avant et après la sélection-validation. On peux aussi remarquer sur cette figure qu'il reste possible d'exploiter la correspondance énergie-impulsion pour améliorer les performances de rejet à basse énergie ($<$ 30 GeV).

Pour aller plus loin dans l'exploitation de la structure fine du calorièttre à Argon liquide de H1, il semble possible d'améliorer le calcul des moments en gommant les petits effets de la géométrie; en effet, dans une procédure itérative, on peut paramétriser la forme de la gerbe avec les moments existants, et recalculer ceux-ci en tenant compte du déplacement des barycentres en énergie de chaque cellule. La convergence est rapide puisque 3 itérations amènent au niveau du pourcent de variation. Cette méthode, mise en œuvre et étudiée par T. Carli, est détaillée dans le manuscript de thèse [42] de ce dernier.

B) Les autres

Toujours dans le cadre de l'utilisation de l'axe fourni par les chambres centrales, les symétries de développement des gerbes offrent diverses possiblilités de discrimination entre les électrons et les pions; ainsi les gerbes électromagnétiques possèdent une symétrie cylindrique autour de l'axe principal, grâce au grand nombre d'interactions internes aux cascades e.m. Ce n'est pas le cas de leur homologues hadroniques ayant moins d'interaction mais avec une plus grande multiplicité; la diffusion des secondaires énergétiques à grand angle et la

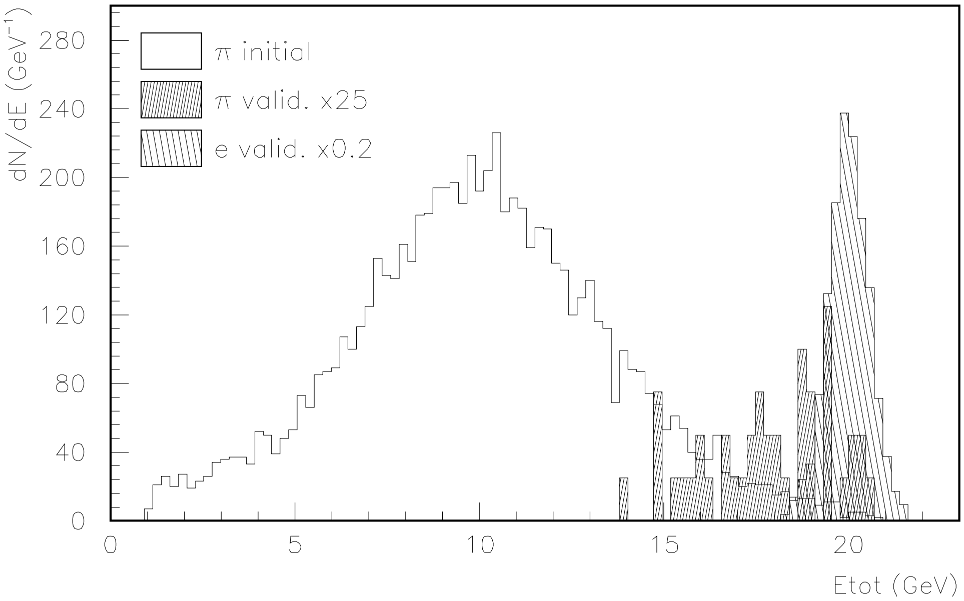


Figure 4.18: *Distributions de l'énergie mesurée des pions avant* (blanc $\times 1$) *et après* (hachuré, $\times 25$) *la sélection-validation, comparées a celle des électrons.*

relative inhomogéneïté des dépots d'énergie sont susceptibles de donner un développement suivant une ou deux branches hors de l'axe incident.

Le premier éstimateur (EASY) fondé sur l'utilisation des symétries que j'ai défini rend compte d'un tel comportement, tandis que le suivant (PT2L) révéle plus précisement les déviations locales (couche par couche) des dépôts d'énergie. Je ne présenterait ici que le résultat d'une étude de potentialité, limitée à une période et à une énergie, CB3 30 GeV.

EASY est une mesure de l'asymétrie radiale: pour un cluster donné, il est possible de calculer la distribution des moments transverses P_t, pondérés par l'énergie des cellules, par rapport à l'ensemble des plans passant par l'axe principal. EASY est défini par l'asymétrie maximale, c'est-à-dire:

$$\mathrm{EASY} = \frac{P_{t\max} - P_{t\min}}{P_{t\max} + P_{t\min}}$$

Le nombre minimal de plans à considérer pour s'affranchir des effets de la géomeétrie est de 16 (soit des angles de $\pi/16$ rad entre deux plans voisins). La figure 4.19 montre les distributions de EASY pour des électrons et des pions.

Un facteur de rejet de 1.5 à 96% d'efficacité peut être atteint à l'aide de ce seul estimateur.

Afin de minimiser la sensibilité aux fluctuations des gerbes e.m., j'ai modulé le poids affecté aux cellules en fonction de leur profondeur (distance longitudinale). Un premier profil favorisant les écarts près du début de gerbe prend la forme développée sur la figure 4.20a, et est paramétrisé par:

$$\begin{aligned} P(\ell) &= \ell_{max}/\ell \ \text{ si } \ \ell > 2\mathrm{X}_0 \\ &= \ell_{max}/2\mathrm{X}_0 \ \text{ sinon} \end{aligned}$$

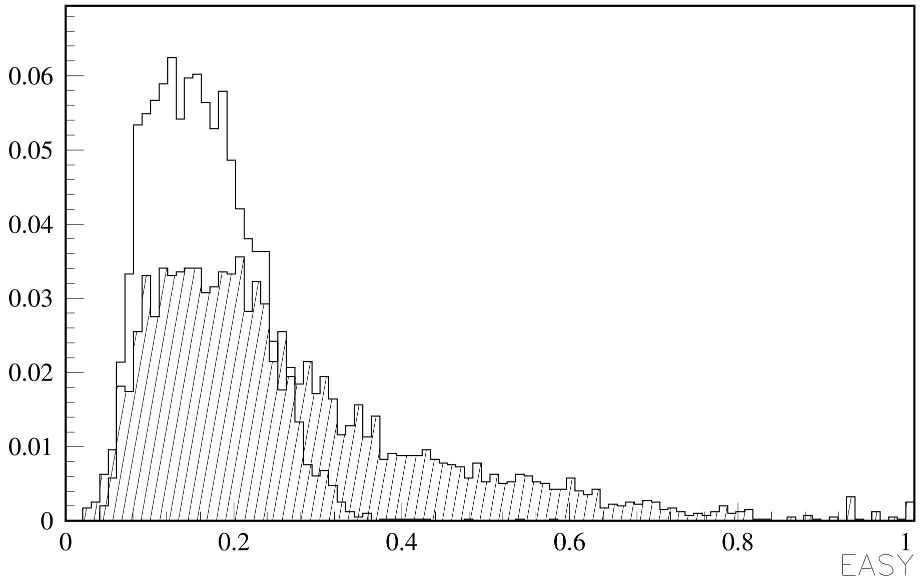


Figure 4.19: *Distributions de* EASY *avec le profil du bicone, pour des électrons (blanc) et des pions (tirets) de* 30 GeV *dans* CB3.

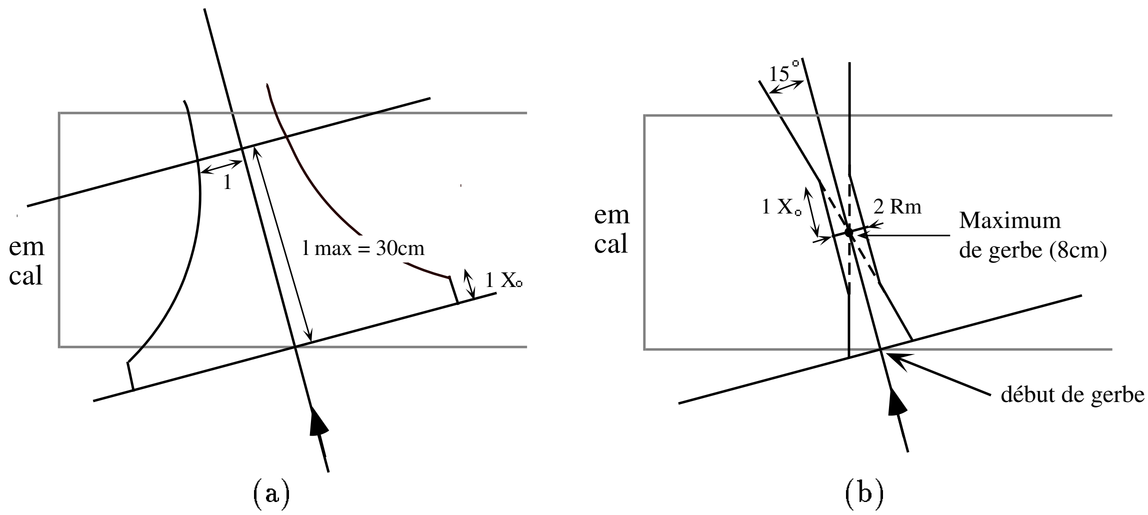


Figure 4.20: *Les profils de* EASY*:* (a) *le "cône inversé" et en* (b) *le "bicône"*

soit l'inverse de la largeur d'un cône tronqué ayant pour sommet le point d'impact. Il amplifie fortement toute anisotropie de démarrage de la gerbe.

Un deuxième profil adopte la forme de la figure 4.20b. Il a pour expression:

$$P(\ell) = \ell_{\max}\tan(15°)/\mathrm{R_m} \;\; \mathrm{si} P(\ell) > 1 \tag{4.2}$$
$$= 1 \;\; \text{sinon} \tag{4.3}$$

Autrement dit c'est un bicône d'ouverture 15° qui son sommet au maximum de la gerbe ($\simeq 8\,\mathrm{cm}$ pour une gerbe de $30\,\mathrm{GeV}$ et un $\mathrm{X_0} \simeq 1.6\,\mathrm{cm}$).

Ces profils apportent une légère amélioration du facteur de rejet (respectivement, ils permettent d'atteindre des valeurs de 1.7 et 1.6).

PT2L le deuxième estimateur fondé sur les propriétés de symétrie exploite la structure en couche du calorimètre (et devrait donc fortement dépendre de la géométrie locale de celui-ci); au niveau de chaque couche de cellule, une gerbe électromagnétique a une distribution équilibrée autour de l'axe incident et la quantité:

$$\mathrm{PT2L} = \sum_k \vec{P}_t^2(k),$$

où les $\vec{P}_t(k)$ sont les moments transverses vectoriels pondérés par l'énergie sommés sur l'ensemble des cellules appartenant à la couche k du calorimètre e.m., devrait être proche de zéro. La figure 4.21 montre les distributions obtenues pour des électrons et des pions. Ici, le facteur de rejet obtenu avoisine 2 à 98% d'efficacité électron.

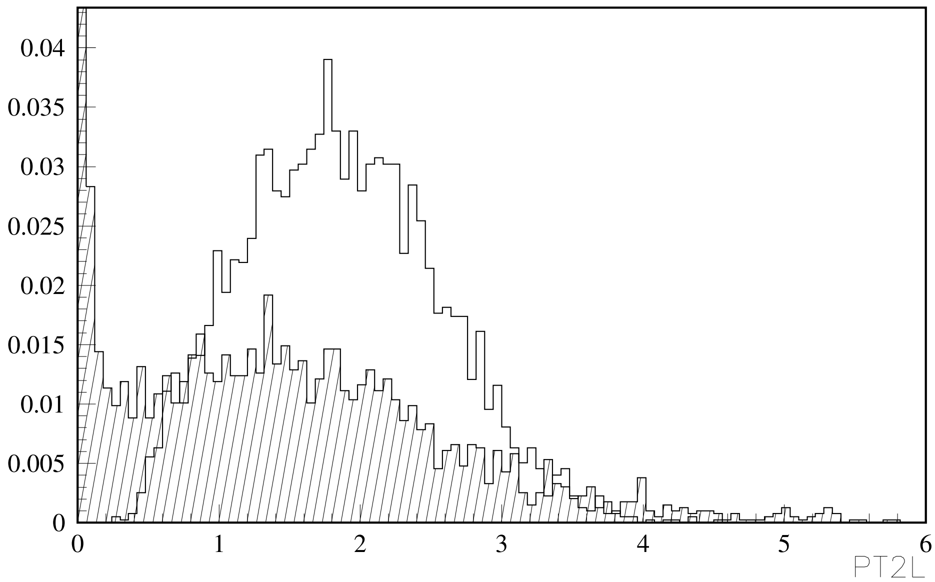


Figure 4.21: *Distributions de* PT2L, *pour des électrons (blanc) et des pions (tirets) de* 30 GeV *dans* CB3.

Ces nouveaux estimateurs sont intéressants dans la mesure où ils exploitent des propriétés de gerbe totalement inobservées par les autres estimateurs utilisés pour la pré-sélection et la validation, et où ils sont susceptibles donc d'apporter des facteurs de rejets multiplicatifs.

4.2.5 Conclusion

L'exploitation des données CERN a permis d'optimiser les techniques de séparation e/π à l'aide du seul calorimètre pour la pré-sélection et, en exploitant une information de direction additionnelle provenant des chambres à traces, pour la validation. Les facteurs de rejet typiques obtenus à basse énergie atteignent $2\ 10^2$ à $5\ 10^2$ à 96 % d'efficacité pour des particules incidentes de 30 GeV. Les outils développés pour cette étude ont déjà pour un bonne part été inclus aux programmes de reconstruction et d'analyse standard de H1.

La limite théorique du facteur de réjection fixée par les processus d'échange de charge $\pi^- p \to \pi^0 n$ ou $\pi^+ n \to \pi^0 p$, n'est pas encore atteinte mais il reste des voies à explorer; par exemple l'emploi de réseaux neuronaux donne une alternative à la séparation, dans l'espace des estimateurs, des zones "pions" et "électrons" par des limites de formes ellipsoïdales (méthode matricielle) tout en conservant une possibilité de paramétrisation simple de l'ensemble (contrairement aux méthodes de likelihood).

Finalement, une fois épuisées les ressources du calorimètre seul, reste à utiliser la combinaison de l'information en provenance des autres détecteurs, c'est à dire principalement des chambres à trace. A tout cluster chargé est associé (par définition!) une trace. L'accord entre les mesures peut concerner l'énergie, comme cela à été mentionné comme source compensatrice de facteur de reject à basse énergie (au delà de 30 GeV la courbure des traces n'est plus suffisante pour assurer la précision de la mesure sur l'impulsion); il est alors effectué une coupure sur un estimateur en forme de χ^2:

$$\frac{(P-E)^2}{\sigma_P^2 + \sigma_E^2}$$

La grande précision en position des traces peut être mise à contribution par la mesure de la distance minimale d'approche de la trace extrapolée du centre du cluster. L'estimateur correspondant affecte la forme suivante:

$$\frac{(x_c - x_t)^2 + (y_c - y_t)^2}{\sigma_r^2} + \frac{(z_c - z_t)^2}{\sigma_z^2}$$

Une part importante du travail d'identification des électrons dans H1 reste à faire, notamment en ce qui concerne les paramétrisations précises en fonction de l'angle d'incidence des particules et de leur point d'impact avec le calorimètre, ainsi que la gestion correcte des "cracks", mais cela ne sera rendu possible qu'à partir de la prise de données réelles avec une statistique raisonnable.

Chapitre 5

Analyse des événements leptoquarks et du bruit de fond

La préparation de la recherche de leptoquark se concrétise par la mise en œuvre d'une chaîne d'analyse automatique (semi-automatique pour les derniers niveaux) capable de tirer le signal du flot de données. Aujourd'hui, la mise au point d'une telle chaîne est à la fois facilitée et rendue très précise par l'emploi de plus en plus intensif de programmes de simulation numérique. En total accord avec cette tendance, H1 sera une des expériences ayant le plus exploité ce moyen de préparation.

5.1 Description générale

On peux distinguer quatres étapes distinctes dans la préparation d'une analyse de physique des particules: en premier lieu les processus physiques dignes de l'intérêt du physicien sont produits par un programme de *génération* numérique (exploitant largement des algorithmes de Monte-Carlo). Il en ressort des événements potentiels codés au niveau des quadri-vecteurs des particules. Dans un deuxième temps, les effets de résolution du détecteur sont modélisés par des programmes de *simulation*, plus ou moins détaillés ou rapides, qui, de la géométrie de ce dernier et des événements générés, calcule les dépôts d'énergie dans chacun de ses éléments. Ensuite, le signal obtenu est traité, comme le seraient de vrais événements par le code de *reconstruction*. Enfin les données reconstruites sont introduites dans une chaîne d'analyse de la cinématique et des propriétés des événements recherchés.

La chaîne d'analyse développée dans le cadre de cette thèse est la première, dans l'histoire de H1, a avoir été ajustée sur une simulation détaillée du détecteur et une version quasi-finale de la reconstruction.

5.2 Générateurs d'événements

La préparation de la recherche de particules rares parmi un fond doit montrer d'abord que le signal recherché est visible, ensuite que le niveau de bruit est parfaitement connu, en particulier en ce qui concerne d'éventuelles accumulations imputables au détecteur. Aussi est-il nécessaire de générer, en plus des événements de signal, tous les bruits de fond dominants et ce en très grandes quantités.

5.2.1 Les leptoquarks

Pour l'étude de la sensibilité de H1 aux leptoquarks, je me suis concentré pour cette thèse sur quatre cas caractéristiques: deux leptoquarks scalaires et vecteurs avec un nombre fermionique $F = 2$, soient S_0 et $\tilde{\mathrm{V}}_{1/2}$, et deux avec $F = 0$, soient $\tilde{\mathrm{S}}_{1/2}$ et V_0. Pour les premier, susceptibles de se coupler aux quarks de valence du proton, 6 masses furent générées: 75, 100, 150, 200, 250 et 275 GeV/c^2 alors que les $F = 0$, handicapés par leur couplage exclusif aux antiquarks de la mer (pour un faisceau d'électrons) n'ont été étudiés que pour les quatre masses les plus faibles ($\rightarrow$ 200 GeV/c^2). Pour chacun de ces cas 500 événements ont été générés, avec des couplages et donc des sections efficaces proches de celle visées. Les limites dans le domaine cinématique étaient $x > 0.01$, $Q^2 > 900\,\mathrm{GeV}^2$. Une coupure sur Q^2 est préférable à une coupure en y car elle est moins sensible aux migrations dues aux corrections radiatives. L'ensemble de la production est résumé dans la table suivante:

	S_0		$\tilde{\mathrm{V}}_{1/2}$		$\tilde{\mathrm{S}}_{1/2}$		V_0	
M_χ (GeV)	σ_{tot} (pb)	λ	σ_{tot} (pb)	λ	σ_{tot} (pb)	λ	σ_{tot} (pb)	λ
75.	1.230	0.010	3.432	0.010	6.616	0.030	4.631	0.030
100.	1.004	0.012	3.351	0.012	6.649	0.050	5.369	0.050
150.	0.560	0.015	2.081	0.015	2.576	0.100	2.459	0.100
200.	0.279	0.020	1.108	0.020	0.544	0.200	0.586	0.200
250.	0.075	0.030	0.321	0.030				
275.	0.278	0.150	1.209	0.150				

Table 5.1: *Sections efficaces de production et couplages correspondants des quatres types de leptoquarks générés pour* $Q^2 > 900\,\mathrm{GeV}^2$ *et* $x > 0.01$

Le générateur COMPOS 1.2 [64] a été employé pour cela. Créé pour simuler des réactions exotiques telles que la création et la désintégration d'électrons excités ou de leptoquarks, il produit ces derniers en suivant le formalisme décrit dans les réf. [20, 21]. Des corrections radiatives sur la branche de l'électron initial suivant l'approximation de Williams-Weizsäcker sont incluses dans la simulation. L'hadronisation et les désintégrations secondaires y sont faites par un appel à JETSET 7.3

5.2.2 Bruit de fond

Deux types de bruit de fond doivent être générés: la Diffusion Inélastique Profonde (DIP) et les autres processus possédant de grandes sections efficaces à HERA, telles la photoproduction directe ou résolue ($\sigma > 10^6$ pb) ou la création de saveurs lourdes. Pour la DIP, le

x min.	section efficace (pb)	Nombre d'ev.	fact. norm. à $100\,\mathrm{pb}^{-1}$
0.01	209.88 ± 1.99	6000	3.498
0.10	91.33 ± 0.89	6000	1.522
0.30	20.55 ± 0.20	3750	0.548
0.50	3.73 ± 0.04	1298	0.287

Table 5.2: *Paramètres de génération de la diffusion inélastique profonde pour les quatres domaines cinématiques*

domaine cinématique a été partagé en quatre zones, définies par une valeur minimale de x et de façon à ce que, malgré la décroissance exponentielle de la section efficace suivant x, il y ait toujours une statistique suffisante. Les coupures et les paramètres de production en sont résumés dans la table 5.2. La génération de la DIP a, comme les leptoquarks, été effectuée avec COMPOS 1.2.

Les autres bruits de fond, dits de contamination, ont pour leur part été générés grâce à PYTHIA 5.6. Ce programme contient la description des événements prépondérants à HERA, photoproduction et production de saveurs lourdes ($\mathrm{c\bar{c}}$, $\mathrm{b\bar{b}}$). Ce générateur inclut dans son calcul la contribution des corrections radiatives usuelles dans l'état initial et l'état final, ainsi que les corrections propres à QCD (initial parton shower).

L'ensemble des principaux processus de bruits de fond généré est résumé dans la table 5.3.

Processus physique	$\sigma_{tot.}$ (pb)
$\gamma + \mathrm{p} \to \mathrm{jet} + \mathrm{jet}\ ^{1\ 2}$	2.10×10^6
$\gamma + \mathrm{p} \to \gamma + \mathrm{jet}\ ^{1\ 2}$	9.20×10^2
$\mathrm{e} + \mathrm{p} \to \mathrm{c} + \bar{\mathrm{c}} + X\ ^2$	6.39×10^4
$\mathrm{e} + \mathrm{p} \to \mathrm{b} + \bar{\mathrm{b}} + X\ ^2$	3.66×10^3
$\mathrm{e} + \mathrm{p} \to \mathrm{e} + X\ ^3$	5.10×10^4

Table 5.3: *Principaux processus de bruits de fond au signal leptoquark à HERA. La génération inclut la production de saveur légères*^{1} *ainsi que tous les processus de photoproduction directe ou résolue*^{2} *pour une impulsion transverse dans le centre de masse supérieure à* $3\,\mathrm{GeV}$, *ou dans le cas de la diffusion inélastique profonde*^{3} *pour un* $Q^2 > 4\,\mathrm{GeV}^2$ *et* $x > 0.01$.

5.2.3 Filtre des événements

Les événements de diffusion inélastique profonde (DIP) sont réalisés via des échanges de courants neutres ou chargés. Il est possible de séparer ces deux classes par la reconnaissance de l'électron, et selon leur position dans le plan “énergie totale-énergie transverse manquante” [43] avec un bon rendement: 99 % d'efficacité pour les courants neutres (NC), avec une contamination inférieure à 0.1 % de CC, et 99 % des CC avec 1 à 2 % de contamination NC. Une bonne reconstruction de l'électron va donc être nécessaire plus ou moins directement à toute la physique de H1.

5.3 Simulation et reconstuction

Pour la simulation des événements, il faut faire un compromis entre le temps de calcul et la précision: plusieurs programmes existent qui proposent des paramétrisations plus ou moins détaillées de la physique (développement des gerbes, etc) et du détecteur. Une solution est de simuler en détail une partie seulement des événements, les paramétrisation de gerbes électromagnétiques dans un milieu continu (on peut assimiler un module du calorimètre lAr comme tel) étant parfaitement fiables.

Le programme de reconstruction H1REC décripte les données brutes venant du détecteur, c'est-à-dire qu'à partir de la liste des énergies des 65000 canaux des calorimètres, des signaux des fils des chambres centrales et des autres détecteurs, il doit construire les traces, les clusters et surtout être capable de déterminer leur énergie précise à mieux que 1 %. Ceci implique que ce code doit reconnaître les particules en raison de leur comportements disparates en ce qui concerne les dépôts d'énergie.

Un certain droit à l'erreur a été conservé, c'est pourquoi seul le minimum d'informations nécéssaire pour refaire tout ou partie du calcul sous la directive plus personnelle de l'utilisateur est définitivement stockée. Dans ce but, la structure générale suit une règle de modularité: chaque module est quasiment indépendant afin de pouvoir être ré-executé seul. L'information du calorimètre est utilisée dans au moins 9 de ces modules.

1- **Module ASCALE** C'est ici qu'arrivent les données brutes de H1, de Monte-Carlo, ou du CERN, chacun ayant droit à un traitement particulier avant la chaine commune. Les MCs se voient essentiellement rajouter du bruit "réel" car il a un comportement non gaussien jusqu'ici incompris. La conversion charge-énergie qui sera faite lors du prétraitement CERN (voir chapitre suivant) est faite ici pour les données H1. A toutes les cellules est ensuite appliquée une coupure sur le bruit à $2.5\,\sigma_{\mathrm{bruit}}$ de façon à ne préserver que le signal physique tout en minimisant la dépendance du facteur conversion par rapport à l'énergie (fig. 5.1). Les données H1 et CERN sont corrigées pour les déformations mécaniques, les canaux morts, les défauts de haute tension et la pollution de l'argon liquide. Il sort de ce module une banque d'énergie pour les canaux survivants et la géométrie associée.

2- **Module ACLUST** A partir de ces banques de cellules, le *clustering topologique* Argon va produire des "sous-clusters 2D" dans chaque couche perpendiculaire à l'épaisseur du calorimètre. Ils sont ensuite regroupés autour des plus chauds en 3 dimensions suivant un critère de proximité en prenant garde à ne pas mélanger les clusters e.m., i.e. satisfaisant les critères de pré-sélection, avec les clusters hadroniques (les autres). Le module produit des banques parallèles de clusters (liste de cellules), de propriétés (coordonnées du centre, axe) et d'estimateurs.

Figure 5.1: *Distribution du facteur de conversion* pC $\rightarrow$ GeV *en fonction de la coupure sur le bruit.*

3- Module ACDEAD L'existence de ces clusters fournit un critère de continuité pour corriger l'énergie perdue dans les fentes du calorimètre à Argon liquide. Cette énergie est distribuée dans les cellules adjacentes à l'interstice.

4- Module KCTLNK Les traces sont pour la première fois utilisées: elles se voient attachées à un ou plusieurs clusters, selon la distance d'approche de la trace extrapolée au barycentre du cluster. Aucune coupure sur l'ajustement du couple énergie-impulsion n'est effectuée.

5- Module KCCLNK A partir des objets combinés "trace-cluster" il devient possible de regrouper ceux, y compris de calorimètres différents, qui sont liés à une même trace, donc à priori générés par une même particule. C'est la création de liens cluster-cluster qui fournit une liste des cellules appartenant aux *clusters généralisés*. Les cellules isolées restantes sont tuées (coupure de bruit dite topologique).

6- Module RCDEAD L'existence de matériaux morts entre les sous-détecteurs donne lieu ici à une seconde correction de l'énergie des cellules similaires à la première. Les pertes dans le BEMC sont aussi prises en compte.

7- Module AWGHT Les énergies finales E_f sont calculées par des méthodes de pondération pour les énergies hadroniques.

8- Module RCLUST Les paramètres finaux des clusters généralisés sont ici déterminés: comme pour ACLUST, ce sont l'axe de la gerbe, le point d'impact, les pré-sélecteurs, et les moments par rapport à l'axe. Une banque d'estimateurs contenant les noms et le nombre d'estimateurs, variant en fonction du type du calorimètre dominant, est créée. Je me suis occupé de la partie lAr, en tenant compte du fait que ce module doit aussi être utilisé comme utilitaire pour l'analyse physique interactive, où chacun doit pouvoir modifier le clustering initial en fonction de la physique analysée (électrons isolés ou non, par exemple). Ainsi chacune des sous-routines mises en œuvre est-elle autonome.

9- Échelonnage de l'énergie Pour suivre exactement la pureté de l'Argon, ou une éventuelle re-calibration, et pour éviter d'avoir à tout recalculer, ce module corrigera les énergies en ne demandant que la re-execution de RCLUST.

Le module de reconnaissance de particules RPARID vient s'ajouter de façon naturelle en bout de chaîne. Il agit au niveau des clusters généralisés et identifie les particules en utilisant l'ensemble des données reconstruites de plus bas niveau, contenues dans les banques:

- KVER la banque des vertex reconstruits,
- RTRA qui contient les pointeurs vers un choix de paramètres de traces,
- RCLU la banque des clusters reconstruits.

En sortie se trouvent la banque PART, contenant les caractéristiques des particules traitées, et ses banques parallèles contenant les erreurs de mesure et les covariances. PESM conserve les informations sur les estimateurs de validation. Ces derniers peuvent provenir de couches plus profondes de la reconstruction (le dE/dx venant des chambres centrales, la combinaison des moments d'un cluster, ou l'accord énergie-moment en sont des exemples). Finalement les likelihoods pour différentes hypothèses, ou types de particules, sont consignés dans PLKH.

Nous avons achevé cette chaîne en faisant passer les événements simulés dans la reconstruction. La table suivante (5.4) montre les résultats obtenus à partir de cette première version véritablement fonctionnelle de la reconstruction, en ce qui a trait à mesure de la masse d'un leptoquark dans H1.

M_χ	$\sigma(M)$	$\sigma(E)$	$\sigma(\theta)$	$\sigma(\phi)$	x	$\sigma(x)$
100	3.70	3.87	0.634	0.354	0.105	0.808×10^{-2}
125	4.63	4.73	0.566	0.296	0.155	0.0123
150	5.99	5.80	0.609	0.539	0.225	0.0188
175	7.09	6.08	0.536	0.544	0.314	0.0265
200	5.44	5.72	0.708	0.584	0.405	0.0226
225	6.84	7.16	0.675	0.797	0.515	0.0319
250	5.55	6.08	0.783	0.581	0.635	0.0413

Table 5.4: *Résolutions des variables cinématiques pour des leptoquarks totalement reconstruits.*

5.4 Mesure de l'électron de diffusion

A la sortie de la reconstruction tous les électrons identifiés par le module optimisé sur les données CERN sont disponibles. Les paramètres ajustables de ce module furent fixés pour obtenir via la pré-sélection une efficacité de reconnaissance d'électron de 98 % et un facteur de rejet des pions supérieur à 10^2 au dessus de 30 GeV par la pré-sélection. Pour la séparation e/π utilisée pour l'analyse leptoquark (chapitre 6) seule celle-ci a été activée; l'estimateur basé sur l'utilisation des moments n'étant pas à l'époque encore prêt pour l'ensemble du calorimètre (paramétrisation à tous les angles et toutes les énergies). La demande de lien trace-cluster a rejetté 2 % des électrons des événements leptoquarks. Afin d'éviter toute migration importante dans le plan (M_X,y) due à une mauvaise mesure de l'électron près d'une fente, des "coupures fiducielles" furent pratiquées sur les clusters candidats dont la cellule la plus énergétique (d'énergie $E_{\max}$) avait pour voisine une cellule dans un autre module (e.m. ou hadronique) avec une énergie $E_i > 30\,\% E_{\max}$. Cela concernait moins de 10 % des événements leptoquarks pour toutes les masses. Le critère d'isolation a été rempli par 99 % des électrons de diffusion recherchés ayant passé les coupures précédentes. Des électrons de contamination qui ont survécu à ce filtre aucun n'avait une énergie supérieure à 10 GeV. La reconnaissance de l'électron recherché se fait simplement alors en prenant le candidat avec la plus grande impulsion transverse.

5.5 Mesure du jet de courant

Les cellules appartenant à l'électron identifié sont retirées de la liste concernant l'ensemble de l'événement, le reste est alors défini comme constituant la partie hadronique. Ce lot est passé à travers l'algorithme de reconnaissance de jet LUCELL[1] travaillant au niveau des cellules avec une résolution de 64×64 en $\Delta\eta\Delta\varphi$ (le domaine en η respecte celui de H1, au moins vers l'avant: $\eta < 4.73$). Ici aussi le jet avec la plus haute impulsion tranverse était choisi comme étant celui du quark de désintégration (participant, pour les DIP).

[1]LUCELL est décrit dans le *Lund Monte Carlo Manual* par T. Sjostrand, Univ. de Lund, preprint LU TP 85-10.

Chapitre 6

La recherche directe des leptoquarks à HERA

Ce chapitre et le suivant sont essentiellement, la section 6.3 étant toutefois entièrement ajoutée, la traduction d'un article qui sera publié dans les proceedings du HERA Workshop 1991 sous le titre "Leptoquarks in H1 at HERA".

6.1 Flux global d'énergie dans les événement leptoquarks

Les résolutions et les linéarités des énergies et des angles de l'électron et du jet obtenues après la reconstruction et comparées au quadrivecteurs de la génération sont bonnes, comme on peut s'en rendre compte sur les figures 6.1(a-c). Pour se faire une idée, les écarts standards

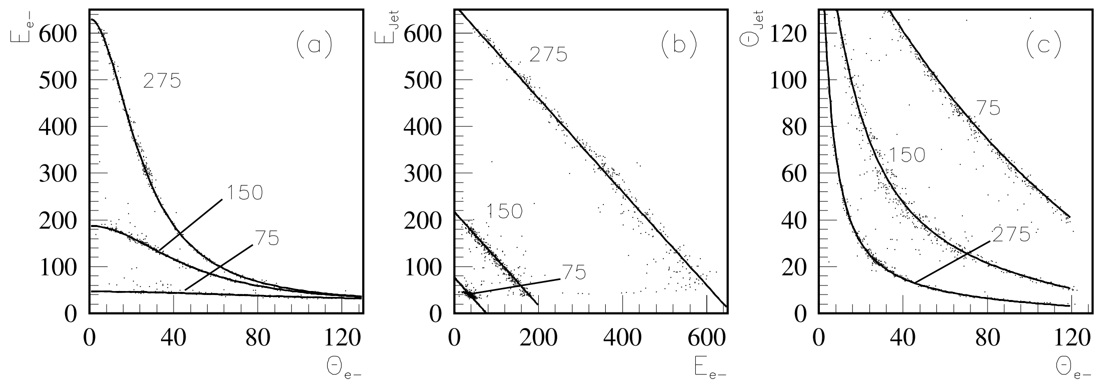


Figure 6.1: *Corrélations au niveau de la reconstruction entre : l'énergie et l'angle de l'électron* (a)*, l'énergie de l'électron et du jet* (b) *et les angles de l'électron et du jet* (c) *pour des leptoquarks de* 75*,* 150 *et* 275 GeV/c^2*.*

sur E_e, θ_e, E_J, θ_J, E_{had} et θ_{had} sont de 1.4 %, 1.9 %, 7.0 %, 6.7 %, 12.3 % et 12.8 % pour des leptoquarks de masse $M_\chi = 150\,\text{GeV}/c^2$. Comme on s'y attendait la mesure de l'électron est de loin la meilleure. Le pouvoir de résolution de l'électron suit ce qui était prévu au niveau générateur (fig. 6.1a), c'est-à-dire une dégradation aux grands angles θ_e (bas y). Il en va de même pour la mesure du jet (fig. 6.1c).

De simples coupures sur les énergies caractéristiques E_{tot}, $E_\perp$, and $|\sum \vec{E}_\perp|$ doivent permettre une forte diminution du bruit de fond. Pour des leptoquarks de masse supérieure à $75\,\mathrm{GeV}/c^2$, produit à haut Q^2, nous nous intéressons à des événements déposant une large fraction de leur énergie totale et transverse visibles dans H1. Ces quantités mesurées avec l'ensemble de la calorimétrie à argon liquide sont montrées dans les figures 6.2a et 6.2b pour les leptoquarks scalaires S_0 et vecteurs $\tilde{\mathrm{V}}_{1/2}$ à des masses de $75\,\mathrm{GeV}/c^2$, c'est-à-dire dans la partie basse de notre domaine de recherche. Des quantités observables similaires pour l'électron de diffusion identifié sont montrées dans les figures 6.2d et 6.2e. A l'intérieur

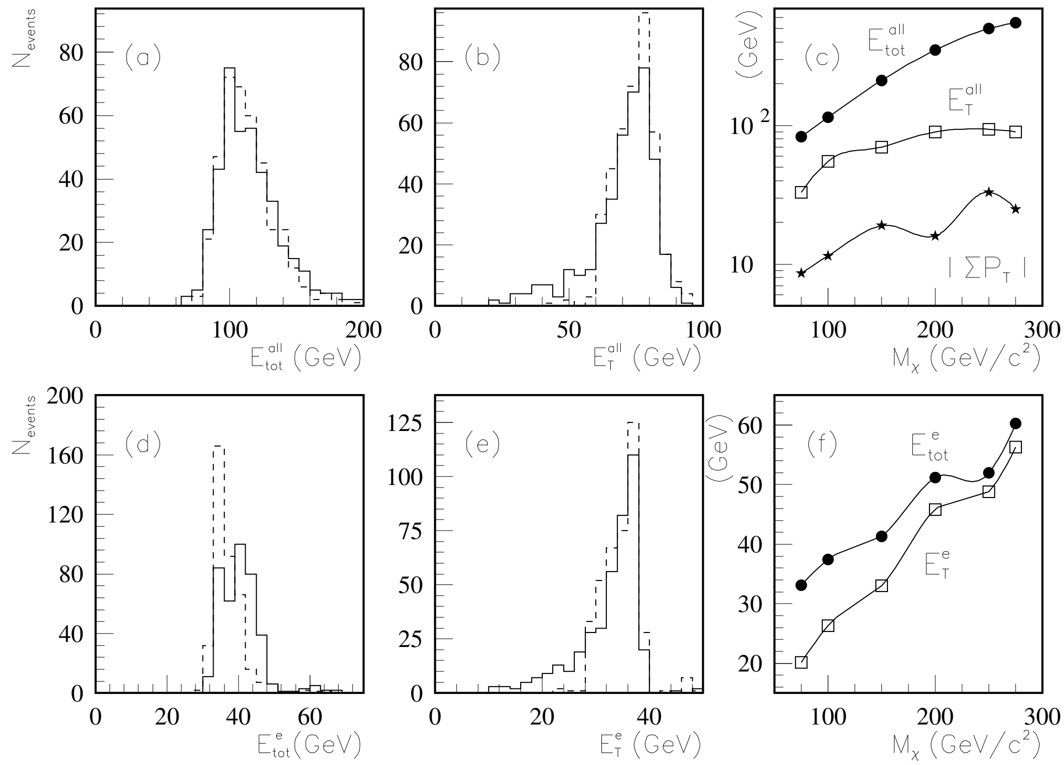


Figure 6.2: *Energie totale et transverse globale* (a, b) *et de l'électron de diffusion* (d, e) *pour des leptoquarks de type* S_0 *(trait continu) et* $\tilde{\mathrm{V}}_{1/2}$ *(tirets) de masse* $M_\chi = 75\,\mathrm{GeV}/c^2$. *L'évolution des énergies totales* $E^{\mathrm{all}}_{\mathrm{tot}}$, *transverses* $E^{\mathrm{all}}_\perp$ *et de l'impulsion manquante* $|\sum \vec{E}_\perp|$ *globaux* (c) *et de* $E^{\mathrm{e}}_{\mathrm{tot}}$ *et* $E^{\mathrm{e}}_\perp$ (f) *caractérisés par une coupure à 95% de conservation sur les leptoquarks en fonction de leur masse.*

des limites de la calorimétrie de H1, pour des leptoquarks de masses comprises entre 75 et $275\,\mathrm{GeV}/c^2$, plus de 95% des événements avec un $Q^2 > 1000\,\mathrm{GeV}^2$ satisfont les critères $E^{\mathrm{all}}_{\mathrm{tot}} > 75\,\mathrm{GeV}$ et $E^{\mathrm{all}}_\perp > 50\,\mathrm{GeV}$. De plus, on trouve que les électrons portent plus de $E^{\mathrm{e}}_{\mathrm{tot}} > 30\,\mathrm{GeV}$ and $E^{\mathrm{e}}_\perp > 25\,\mathrm{GeV}$. De telles coupures seront appliquées par la suite à l'ensemble des événements.

6.2 Le filtrage des bruits de fond

La suppression des bruits de fond doit pouvoir profiter de notre connaissance des caractéristiques énergétiques des événements leptoquarks. Puisque, excepté pour les empilements, les fluctuations anormales (non statistiques) du signal d'un calorimètre sont toujours observées à une énergie plus faible, nous pouvons de façon certaine étudier les rejets obtenus en fixant des coupures au niveau des quadrivecteurs suffisamment bas sous les seuils de la reconstruction.

Afin de réaliser cette étude, l'acceptance angulaire a été soigneusement ajustée pour les particules sortantes du générateur sur l'acceptance des calorimètres de H1. A l'aide d'événements de DIP en courant neutre, l'angle $\theta_{\rm min}^{\rm gen}$ a été déterminé de façon à ce que l'énergie acceptée $E_{\rm tot}^{\rm gen}$ soit égale à l'énergie reconstruite avec une correction parfaite des matériaux morts, estimée en exploitant l'information donnée par la simulation des calorimètres. Comme on peut s'en rendre compte sur la figure 6.3, la valeur optimale d'une coupure angulaire au niveau générateur se situe à $\theta_{\rm min}^{\rm gen} = 0.91°$.

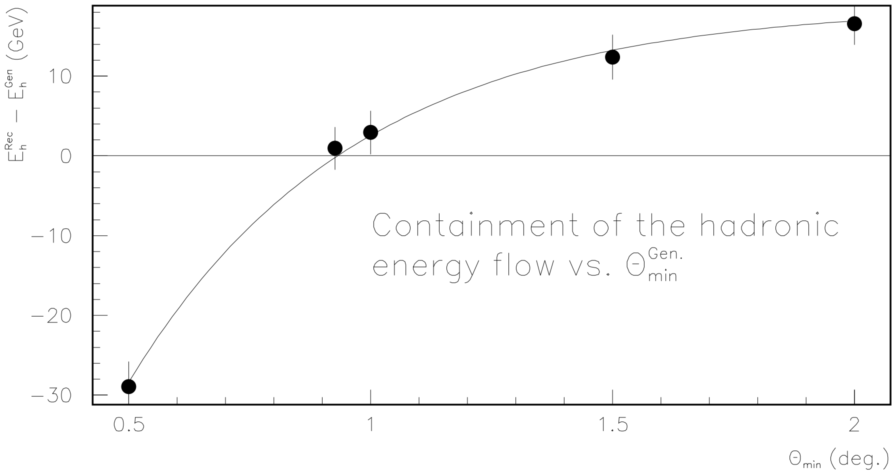


Figure 6.3: *Ecart mesuré entre l'énergie totale donnée par une "reconstruction parfaite des matériaux morts" et la génération en fonction de l'angle minimal d'acceptance des particules dans cette dernière. Les points sont ajustés par une exponentielle, suivant le comportement de la densité de particule au petits angles (distribution plate en pseudo rapidité).*

En prenant $\theta_{\rm min}^{\rm gen} = 0.91°$ et en imposant les coupures de filtre sur les énergies à l'équivalent de $5\,\sigma$ en dessous des valeurs de la reconstruction, c'est-à-dire $E_{\rm tot}^{\rm gen} > 55\,{\rm GeV}$ et $E_{\perp}^{\rm gen} > 35\,{\rm GeV}$, nous obtenons les facteurs de rejets $R1$ de la table 6.2 sur les événements générés par PYTHIA.

En imposant en plus la condition d'avoir au moins une particule chargée ou neutre (incluant la superposition de gammas) portant plus de $E_{\rm tot}^{\rm gen} > 20\,{\rm GeV}$ et $E_{\perp}^{\rm gen} > 15\,{\rm GeV}$ dans un domaine de $4° < \theta_{\rm gen} < 176°$, nous obtenons les facteurs de rejet R de la table 6.2. Cette exigence sur une particule n'implique aucune identification de particule ultérieure. Les angles sont ceux de couverture de la calorimétrie à argon liquide et de la calorimétrie chaude arrière (BEMC), qui reconstruiront les électrons comme des particules isolées chargées.

Ce filtre sur les énergies nous laisse la DIP comme principal bruit de fond au leptoquarks.

Processus physique	σ_{tot} (pb)	$R1$	R	σ_{tot}/R (pb)
$\gamma + \text{p} \to \text{jet} + \text{jet}$ 1) 2)	2.10×10^6	5.65×10^1	1.66×10^4	126.
$\gamma + \text{p} \to \gamma + \text{jet}$ 1) 2)	9.20×10^2	4.68×10^1	1.46×10^2	6.3
$\text{e} + \text{p} \to \text{c} + \bar{\text{c}} + \text{X}$ 2)	6.39×10^4	3.88×10^1	3.59×10^3	17.8
$\text{e} + \text{p} \to \text{b} + \bar{\text{b}} + \text{X}$ 2)	3.66×10^3	8.62×10^0	6.22×10^2	5.9
$\text{e} + \text{p} \to \text{e} + \text{X}$ 3)	5.10×10^4	3.95×10^1	5.29×10^1	964.

Table 6.1: *Facteurs de rejets R obtenus par les coupures sur les énergies pour les différentes sources de bruit de fond aux leptoquarks à HERA. La génération comprend la production de quarks légers*[1)] *ainsi que tous les processus de photoproduction directe ou résolue*[2)]*, au dessus de $\hat{P}_\perp > 3\,\text{GeV}$, ou, dans le cas des diffusions inélastiques profondes en courants neutres*[3)]*, au-dessus de $Q^2 > 4\,\text{GeV}^2$ et $x > 0.01$.*

6.3 Mesure de la masse du leptoquark dans la collision inélastique

Une double mesure de la masse des leptoquarks se fera par la détermination de masse invariante e–jet et, grâce à la relation $M_X^2 = xs$, par la reconstruction des variables cinématiques de la diffusion inélatique profonde, telles que définies précédemment. La cinématique vue par l'électron est maintenant parfaitement comprise après quelques dizaines d'années d'expérience sur cible fixe. D'autres méthodes plus récentes ont ici été mises en œuvre, qui permettent, grâce à la surcontrainte de la mesure de x, y et Q^2 pour les courants neutres, d'estimer les corrections radiatives.

L'approximation, très bien justifiée pour HERA, de ne pas tenir compte des masses du proton, des partons et de l'électron sera faite pour tous les calculs des variables cinématiques. Elle sera l'unique raison de la présence des signes $\simeq$ dans les équations écrites dans ce chapitre, à commencer par:

$$s \simeq 4E_\text{p}^\circ E_\text{e}^\circ \tag{6.1}$$

D'autre part, je négligerai dans un premier temps l'effet des corrections radiatives, qui recevront un traitement particulier dans la dernière sous-section.

6.3.1 Par l'électron de diffusion

Seuls l'énergie E_e et l'angle θ_e de l'électron par rapport à la direction du proton (le sens de l'axe z de H1) dans le référentiel du laboratoire sont utilisés pour cette mesure, qui profite ainsi de l'excellente mesure de l'électron diffusion effectuée avec H1. En accord avec l'approximation précédemment énoncée, les variables cinématiques sont données par:

$$Q_\text{el}^2 \;\simeq\; 4E_\text{e}E_\text{e}^\circ \cos^2(\frac{\theta}{2}) \tag{6.2}$$

$$x_{\mathrm{el}} \simeq \frac{E_{\mathrm{e}} E_{\mathrm{e}}^{\circ} \cos^2(\frac{\theta}{2})}{E_{\mathrm{P}}^{\circ}[E_{\mathrm{e}}^{\circ} - E_{\mathrm{e}} \sin^2(\frac{\theta}{2})]} \quad (6.3)$$

$$y_{\mathrm{el}} \simeq 1 - \frac{E_{\mathrm{e}}}{E_{\mathrm{e}}^{\circ}} \sin^2(\frac{\theta}{2}) \quad (6.4)$$

Les dépendances des variables cinématiques par rapport aux erreurs de mesure s'expriment à partir de ces équations sous la forme des dérivées partielles suivantes:

$$\left.\frac{\partial x}{x}\right|_E = \frac{1}{y}\frac{dE_{\mathrm{e}}}{E_{\mathrm{e}}} \quad (6.5) \qquad \left.\frac{\partial y}{y}\right|_E = \frac{1-y}{y}\frac{dE_{\mathrm{e}}}{E_{\mathrm{e}}} \quad (6.7)$$

$$\left.\frac{\partial x}{x}\right|_\theta = \tan(\frac{\theta}{2})[x\frac{E_{\mathrm{P}}^{\circ}}{E_{\mathrm{e}}^{\circ}} - 1]d\theta \quad (6.6) \qquad \left.\frac{\partial y}{y}\right|_\theta = \coth\frac{\theta}{2}\frac{E_{\mathrm{P}}^{\circ}}{E_{\mathrm{e}}^{\circ}} x d\theta \quad (6.8)$$

Il en résulte que :

- l'erreur sur x_{el} due à la précision sur θ est seulement sensible à grand x et petit Q^2
- la résolution en x_{el} à petit y est mauvaise. Il est très difficile de mesurer x_{el} pour $y < 0.1$ avec un calorimètre à échantillonnage.
- la résolution de Q^2_{el} est semblable à celle de x_{el} (l'erreur sur Q^2_{el} est faible sauf à grand angle, la relation 2.6 assure la même erreur sur x et y): l'imprécision sur θ ne joue donc qu'à grand angle et grand x.
- la précision en x_{el} n'est limitée par l'énergie qu'à petit y ($y < 0.1$).

Une mesure de l'angle θ avec une précision de l'ordre du milliradian est nécessaire pour avoir un domaine en (x,y) suffisant: les chambres centrales ont une telle précision. Comme nous allons le voir dans le chapitre sur la reconstruction des leptoquarks (chapitre 6), nous allons éliminer les parties du plan (x,y) extrêmes en petit y pour séparer le signal du bruit de fond et à grand y pour ne pas avoir d'effets indésirables dus aux corrections radiatives (voir section 6.3.6).

6.3.2 Par le flux hadronique

Pour les courants chargés, la mesure doit se faire uniquement sur le flux hadronique. La méthode de Jacquet-Blondel [65] évite d'avoir à se placer dans le cadre restrictif d'un modèle quark-parton et ne nécessite aucune reconnaissance du jet résultant du courant chargé. Elle utilise le carré de la somme des moments transverses $\mathbf{P}_{\perp\mathrm{h}}$ des hadrons h, $(\mathbf{P}_{\perp\mathrm{H}})^2 = (\sum_{\mathrm{h}} \mathbf{p}_{\perp\mathrm{h}})^2$, la différence entre l'énergie $E_{\mathrm{H}} = \sum_{\mathrm{h}} E_{\mathrm{h}}$ et le moment longitudinal $P_{||\mathrm{H}} = \sum_{\mathrm{h}} p_{||\mathrm{h}}$ pour déduire à partir des définitions (2.4), (2.5) et de la conservation énergie-impulsion que:

$$x_{\mathrm{had}} = \frac{\mathbf{P}_{\perp\mathrm{H}}^{2}}{4E_{\mathrm{e}}^{\circ}E_{\mathrm{P}}^{\circ}y(1-y)} \tag{6.9}$$

$$y_{\mathrm{had}} = \frac{E_{\mathrm{H}} - P_{||\mathrm{H}}}{2E_{\mathrm{e}}^{\circ}} \tag{6.10}$$

et par l'équation (2.6), Q^2_{had}.

Une qualité de cette méthode est le faible poids qu'elle accorde aux hadrons perdus dans le tube du faisceau.

L'erreur dépend essentiellement de trois facteurs: la taille de l'ouverture du tube, la résolution angulaire des hadrons sortants et l'erreur sur leur énergie. L'effet de la perte de hadrons dans l'ouverture se résume par des valeurs de Q^2_{had} et y_{had} reconstruites plus faibles que celles attendues. On y est surtout sensible aux grands x et petits Q^2, où les pertes et la résolution angulaire dominent l'erreur. A grand Q^2, le déplacement des variables cinématiques disparaît et c'est la résolution en énergie qui devient l'incertitude majeure.

6.3.3 Par la méthode des angles

Pour les courants neutres, il y a un moyen de combiner les informations provenant des parties leptoniques et hadroniques. On peut définir deux variables intéressantes à partir de l'énergie de l'électron E_{e}, de ses moments longitudinaux $P_{||\mathrm{e}}$, transversaux $P_{\perp\mathrm{e}} = |\mathbf{P}_{\perp\mathrm{e}}|$ et de ceux de la partie hadronique:

$$\begin{aligned} E_H - P_{H||} &= 2yE_{\mathrm{e}}^{\circ} \\ E - P_{||} &= 2(1-y)E_{\mathrm{e}}^{\circ} \\ P_{\perp H} &= P_{\perp} = 2\sqrt{xy(1-y)E_{\mathrm{e}}^{\circ}E_{\mathrm{P}}^{\circ}} \end{aligned}$$

qui sont les angles:

$$\alpha_{\mathrm{e}} = \frac{E_{\mathrm{e}} - P_{||\mathrm{e}}}{P_{\perp\mathrm{e}}} = \sqrt{\frac{(1-y)E_{\mathrm{e}}^{\circ}}{xyE_{\mathrm{P}}^{\circ}}} \quad (6.11) \qquad \alpha_{\mathrm{H}} = \frac{E_{\mathrm{H}} - P_{||\mathrm{H}}}{P_{\perp\mathrm{H}}} = \sqrt{\frac{yE_{\mathrm{e}}^{\circ}}{x(1-y)E_{\mathrm{P}}^{\circ}}} \quad (6.12)$$

En terme de ces deux angles nous obtenons pour x et y:

$$x_{\mathrm{ang}} = \frac{1}{\alpha_{\mathrm{e}}\alpha_{\mathrm{H}}}\frac{E_{\mathrm{e}}^{\circ}}{E_{\mathrm{P}}^{\circ}} \quad (6.13) \qquad y_{\mathrm{ang}} = \frac{\alpha_{\mathrm{H}}}{\alpha_{\mathrm{e}} + \alpha_{\mathrm{H}}} \quad (6.14)$$

Cette méthode nous donne des variables d'échelle insensibles à la résolution et aux effets systématiques en mesure d'énergie.

6.3.4 Par l'information mixte électron-hadrons

Il ne s'agit pas ici d'une méthode de mesure originale en soi; elle prend juste son fondement dans le fait que la mesure de y_{had} est en général meilleure que celles de y_{el} et que le contraire est vrai pour la détermination de Q^2. Il parait donc naturel de prendre le meilleur de chacun et de les combiner pour obtenir un x_{mix} amélioré:

$$\begin{aligned} Q^2_{\mathrm{mix}} &= Q^2_{\mathrm{el}} \\ y_{\mathrm{mix}} &= y_{\mathrm{had}} \end{aligned} \qquad x_{\mathrm{mix}} = \frac{Q^2_{\mathrm{el}}}{s y_{\mathrm{had}}} \tag{6.15}$$

6.3.5 Par les produits de désintégration

Pour un leptoquark se désintégrant dans la voie (eq) il est possible d'exploiter directement les produits de la désintégration et de reconstruire la masse invariante. Cette méthode, la seule parmi celles étudiées dans le cadre de cette thèse qui doive faire appel à un algorithme de reconnaissance de jets, ne dépendra donc pas uniquement des résolutions expérimentales. En cas de multiplicité de jets condidats, celui avec la plus haute impulsion transverse sera toujours pris comme étant issu du quark "diffusé". Une fois le jet défini en énergie et en direction, la masse invariante est donnée par:

$$m_\chi^J = \sqrt{4 E_{\mathrm{e}} E_{\mathrm{J}} \sin^2\left(\frac{\theta_{\mathrm{e-jet}}}{2}\right)} = \sqrt{(p_{\mathrm{e}} + p_{\mathrm{J}})^2} \tag{6.16}$$

$$p_{\mathrm{Jx}} = E_{\mathrm{J}\perp} \cos\varphi_{\mathrm{J}} \;;\; p_{\mathrm{Jz}} = E_{\mathrm{J}\perp} \sinh\eta$$
$$p_{\mathrm{Jy}} = E_{\mathrm{J}\perp} \sin\varphi_{\mathrm{J}} \;;\; p_{\mathrm{Jz}} = E_{\mathrm{J}\perp} \cosh\eta$$

où pour reprendre les quantités classiques de algorithmes de jet, $\eta = -\ln\tan(\theta/2)$ est la pseudo-rapidité, φ l'angle azimutal, et $E_\perp$ l'énergie transverse.

6.3.6 Le contrôle des corrections radiatives

Les corrections de QED au premier ordre en α sont grandes pour des petits x et des grand y (comportement en 1/(1-y)) [66]. les corrections du second ordre ne sont pas négligeables à grand x et petit y ainsi qu'à petit x et grand y. Dans ce cas certaines de ces corrections sont dues en partie à de nouveaux processus de production de photons et de fermion, qui ne doivent pas être prises en compte si elles sont séparables expérimentalement. Nous aurons donc à effectuer une coupure sur les petits y, en accord avec celle qui peut séparer les DIS des leptoquarks scalaires, mais aussi sur les grands y.

Il est aussi possible de calculer l'énergie du photon de radiation si celui-ci est perdu dans le tube du faisceau en exploitant les différences $E - P_{||}$ des parties leptoniques et hadroniques de l'événement. La conservation de l'énergie-impulsion et la balance en impulsion transverse conduisent à la relation:

$$E_\gamma = E_{\mathrm{e}}^{\circ} - 1/2 \times \left\{(E_{\mathrm{had}} - E_{||\mathrm{had}} + (E_{\mathrm{e}} - E_{||\mathrm{e}})\right\} \tag{6.17}$$

qui s'exprime très simplement en fonction des variables cinématiques *non corrigées* (i.e. telles que définies dans ce chapitre):

$$E_\gamma = E_{\mathrm{e}}^{\circ} \times (y_{\mathrm{el}} - y_{\mathrm{had}}) \tag{6.18}$$

6.4 Résolutions pour la mesure des masses

Pour pleinement profiter de la surcontrainte sur les mesures de masses M_χ^{J}, M_χ^{had}, M_χ^{e}, M_χ^{mix}, M_χ^{ang}, il faut comparer les performances des différentes méthodes en terme de résolution et de linéarité. Les leptoquarks scalaires (S_0 et $\tilde{\mathrm{S}}_{1/2}$) et vecteurs ($\tilde{\mathrm{V}}_{1/2}$ et V_0) pour toutes les masses générées (75, 100, 150, 200, 250 et 275 GeV/c^2) furent analysés au travers de la chaîne complète. En plus des coupures du filtre, la condition $Q^2_{\mathrm{el}} > 1000\,\mathrm{GeV}^2$ fut requise. Une protection contre les événements trop perturbés par l'émission d'un photon de Bremsstrahlung par l'électron initial fut encore ajoutée par la définition d'une valeur maximale autorisée sur l'énergie du photon reconstruite par la relation 6.17.

Etant donnés la résolution de E_γ, de l'ordre de 3 GeV, et le fait que le spectre des photons est concentré à très basse énergie, une correction de l'impulsion de l'électron incident n'apporterait qu'une fluctuation plus grande de la masse du leptoquark. Cependant, il est important d'éliminer les événements avec un grand E_γ, car les migrations aux grands y apparaissent pour les masses M_χ^{e} et M_χ^{ang} dont les formules, données dans la section 6.3, ne sont valides qu'au niveau de l'interaction de Born. C'est pourquoi une coupure à $E_\gamma^{\mathrm{rec}} < 5\,\mathrm{GeV}$ à été appliquée sur toutes les données (voir figure 6.4d). Pour toutes les masses de notre domaine d'exploration, les meilleures mesures obtenues ont toujours été celles de M_χ^{e} et M_χ^{J}. La figure 6.4a montre la résolution pour ces deux méthodes en fonction de y pour des événements de leptoquarks scalaires. Comme attendu (section 6.3), la résolution de M_χ^{e} se dégrade à bas y à cause de la contribution de la résolution de E_{e} à $\delta x/x = 1/y(\delta E_{\mathrm{e}}/E_{\mathrm{e}})$. A l'opposé la résolution de M_χ^{J} se dégrade aux grands y. Les M_χ^{had}, M_χ^{ang} et M_χ^{mix} qui dépendent du flux hadronique, se voient affectés dans leur résolution par la perte de fragments hadroniques dans le tube du faisceau (figure 6.4b). Ces pertes introduisent de sévères systématiques de la masse reconstruite à bas y (figure 6.4c). Les mesures M_χ^{e} et M_χ^{J} sont linéaires sur tout le domaine de masse à $\pm 3\%$.

6.5 Les bruits de fonds résiduels

La mesure de la sensibilité de l'expérience au signal leptoquark fut déterminée comme la meilleure limite d'exclusion atteignable pour une luminosité intégrée de $\mathcal{L} = 100\,\mathrm{pb}^{-1}$. Toutes les sources de bruit ont été prises en compte. Les événement de DIP furent générés en quatre lots avec des coupures à $x > 0.01, 0.1, 0.3, 0.5$ pour des luminosités de 50, 100, 200 et $500\,\mathrm{pb}^{-1}$ afin d'avoir une statistique suffisante sur tout le domaine de x. Pour les autres sources, seules des petites quantités d'événement ont passé le filtre au niveau du générateur et ont été entièrement simulées. Il subsistait 139 événements $\mathrm{c\bar{c}}$ (correspondant à $\mathcal{L} = 7.8\,\mathrm{pb}^{-1}$), 160 $\mathrm{b\bar{b}}$ ($\mathcal{L} = 27.2\,\mathrm{pb}^{-1}$), 133 γ–jet ($\mathcal{L} = 21.1\,\mathrm{pb}^{-1}$) et 192 jet–jet ($\mathcal{L} = 1.5\,\mathrm{pb}^{-1}$).

Tous les événements furent passés à travers la chaîne complète d'analyse incluant la sélection et l'identification des électrons développée précédemment (chapitre 4). Une coupure supplémentaire fut appliquée sur l'équilibre en impulsion transverse: $|\sum \vec{E}_\perp| < 25\,\mathrm{GeV}$.

Sur les bruits de fond de contamination, les événements en $\mathrm{c\bar{c}}$, $\mathrm{b\bar{b}}$ and jet-jet avec un "électron" isolé sont regroupés à petit x ($x < 0.1$), comme le montre par exemple la figure 6.5a. Les jet–jet et γ–jet sont en général en désaccord sur M_χ^{J} et M_χ^{e} (figure 6.5b). Aucun

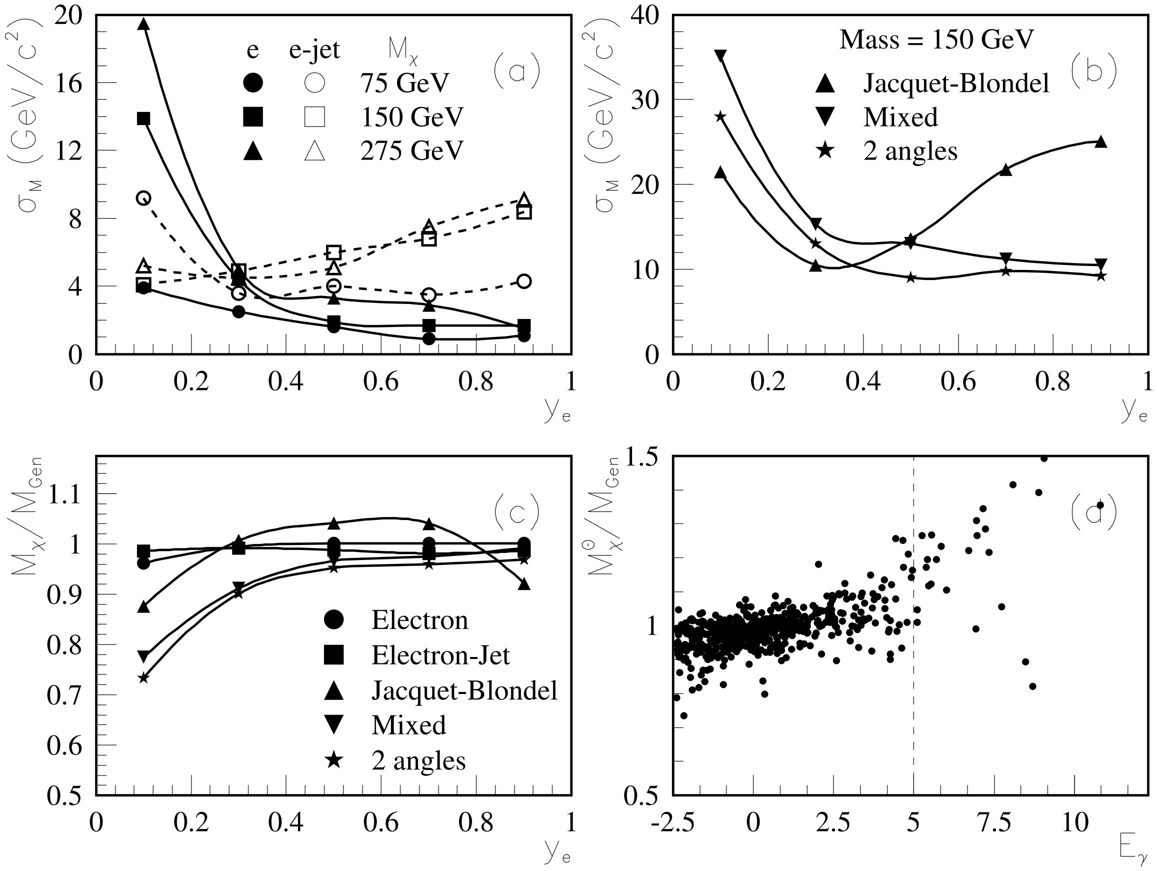


Figure 6.4: (a) *Résolutions des masses* $M_\chi^{\rm e}$ *(en continu) et* $M_\chi^{\rm J}$ *(tirets) en fonction de* $y_{\rm el}$ *pour des masses de* 75, 150 *et* $275\,{\rm GeV}/c^2$ *et* (b) *pour les autres méthodes à* $150\,{\rm GeV}/c^2$*.* (c) *rapport des masses reconstruites aux masses vraies pour toutes les méthodes en fonction de* $y_{\rm el}$ *et* (d) *les corrélations entre ce rapport pour la masse des "2 angles" et l'énergie radiative reconstruite à* 75 GeV*.*

$b\bar{b}$ ou $c\bar{c}$ ne passa les coupures sur $Q^2_{\rm el}$, $E^{\rm e}_{tot}$ et $E^{\rm e}_{\perp}$. Ceci amena les sections efficaces pour le bruit de fond de saveur lourde à $\sigma^{c\bar{c},b\bar{b}}_{\rm acc.} \lesssim 0.1\,{\rm pb}$. Seul un événement γ–jet ($\sigma^{\gamma-{\rm jet}}_{\rm acc.} \lesssim 0.05\,{\rm pb}$) et un jet–jet ($\sigma^{\rm jet-jet}_{\rm acc.} \lesssim 1\,{\rm pb}$) satisfèrent les coupures sur les énergies. Pour la DIP la section efficace restante dans le domaine de masse $75 < M_\chi < 275\,{\rm GeV}/c^2$ fut à peu près de 17 pb. La distribution correspondant $d\sigma/dM_\chi$ où M_χ a été pris comme la moyenne statistique de $M_\chi^{\rm e}$ et $M_\chi^{\rm J}$ est visible sur la figure 6.6. Les quatre lots de DIP ont été combinés au niveau de l'analyse en ne retenant que les événements suffisamment au dessus de la coupure en x. Aucune coupure en y n'a été appliquée pour obtenir cette figure.

6.6 Résultats pour les limites d'exclusion directes

Pour estimer les limites de rejet, des coupures dans le plan $M_\chi^{\rm e}$–$M_\chi^{\rm J}$ à $[M_\chi^{\rm e} \pm 2\sigma^{\rm e}, M_\chi^{\rm J} \pm 2\sigma^{\rm J}]$ furent pratiquées. De plus, des coupures plus légères sur M_χ^h, $M_\chi^{\rm ang}$ et $M_\chi^{\rm mix}$ à $(M \pm 5\sigma)$ furent ajoutées. Etant donné les fluctuations des résolutions des masses en fonction de y, la meilleure description possible de chaque type de leptoquark est un découpage du domaine de variation

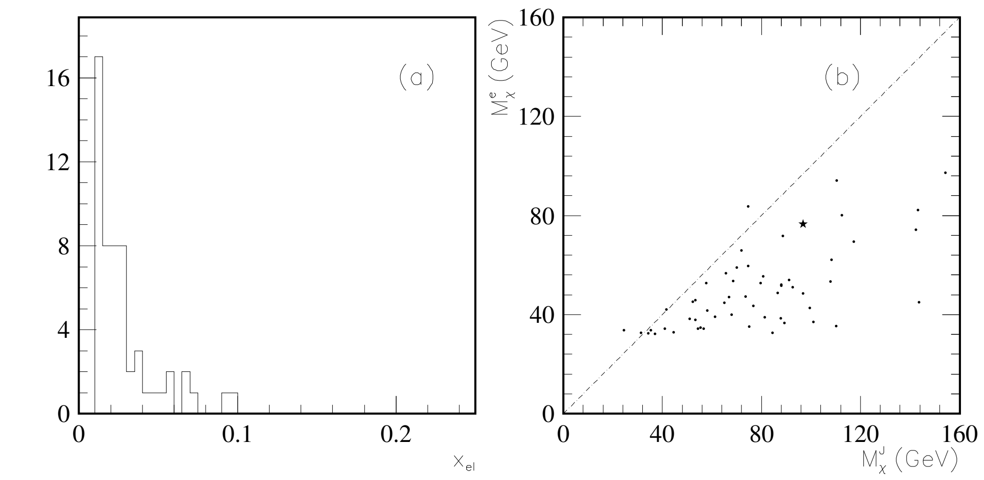


Figure 6.5: *Les 56 événements de* jet–jet *subsistants et ayant simulé un "électron isolé" sont concentrés aux petits x* (a), *et demeurent plutôt hors de la diagonale du plan M^e_χ–M^J_χ* (b). *Un candidat, marqué par l'étoile sur la figure* (b), *est passé au travers de l'ensemble des filtres. Il sera cependant rejeté par la comparaison entre M^e_χ et M^J_χ.*

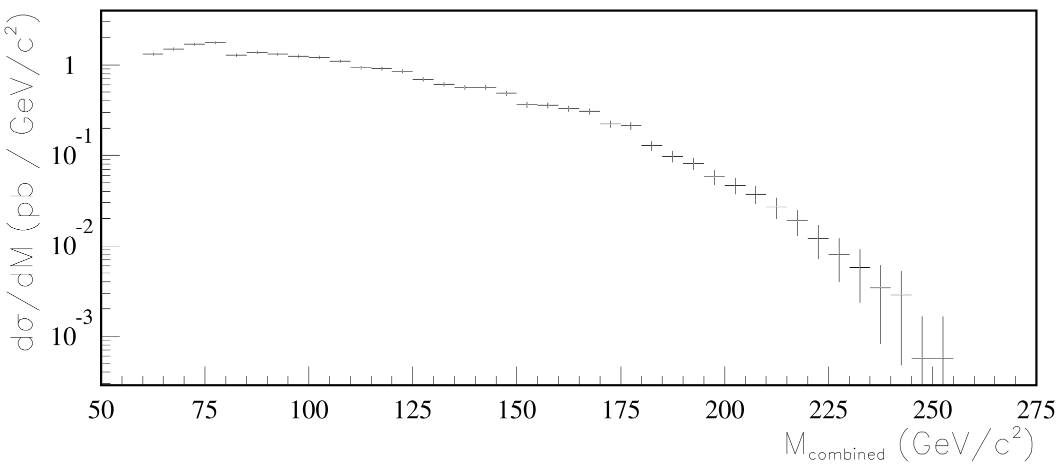


Figure 6.6: *$d\sigma/dM$ pour le fond DIP en courant neutre pour les événements acceptés sans restriction sur y_{rec}.*

de y en 5 tranches égales pour les scalaires (distribution plane en y) et en 3 tranches, de séparations 0.3 et 0.45 égalisant les populations, pour les vecteurs. Pour les leptoquarks scalaires, le rapport signal sur bruit pour chaque masse est considérablement amélioré par une coupure en y, étant donné le profil de la section efficace différentielle de la DIP (en $1/y^2$). Un même type de coupure n'améliore que marginalement ($< 10\,\%$) ce rapport pour des leptoquarks vecteurs. Les coupures optimales en y trouvées sont de 0.4, 0.4, 0.4, 0.2, 0.0 et 0.0 pour des leptoquarks scalaires respectivement pour des masses de 75, 100, 150, 200, 250 et 275 GeV/c^2et de 0.0, 0.2, 0.2, 0.4, 0.2 et 0. pour des leptoquarks vecteurs aux mêmes masses.

Les limites atteignables avec H1 à HERA pour une luminosité intégrée de 100 pb^{-1} sont regroupées sur la figure 6.7, pour les leptoquarks S_0, $\tilde{V}_{1/2}$, V_0 et $\tilde{S}_{1/2}$.

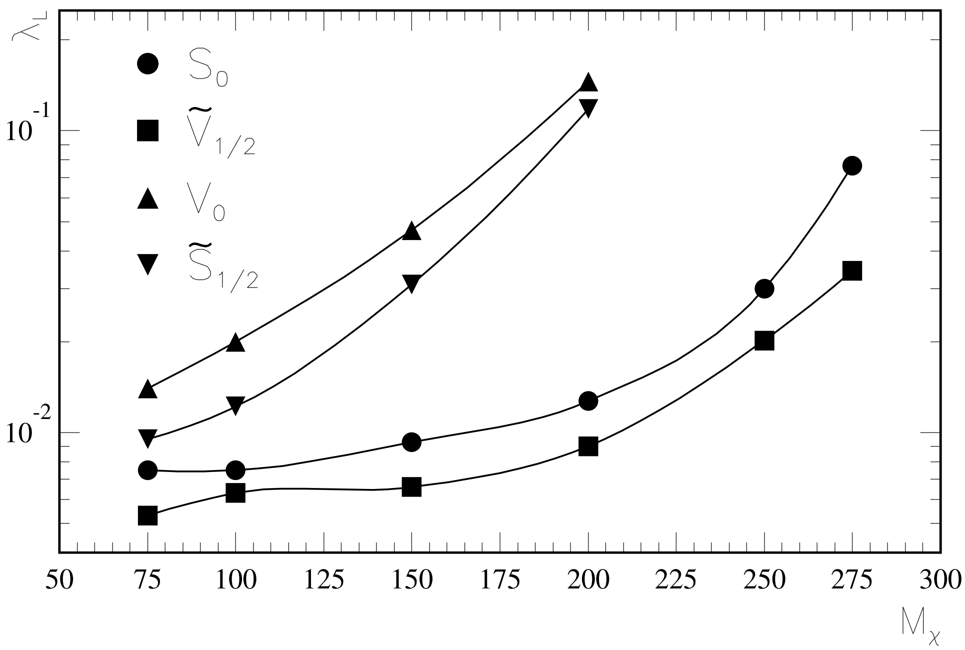


Figure 6.7: *Domaine de découverte du plan masse-couplage ouvert à H1 des quatre types de leptoquarks pour une luminosité de* $100\,\mathrm{pb}^{-1}$. *La nette différence entre les limites trouvées pour les leptoquarks de nombre fermionique* $F = 2$, S_0 *et* $\tilde{\mathrm{V}}_{1/2}$, *et pour ceux avec* $F = 0$, $\tilde{\mathrm{S}}_{1/2}$ *et* V_0, *provient de la contribution, pour les premiers, des quarks de valence du proton. Les courbes doivent donc être échangées deux à deux, avec le respect des spins, pour un faisceau de positrons.*

Chapitre 7

La recherche indirecte de leptoquarks à HERA

Les leptoquarks présentent des effets virtuels importants du fait que leur production dans les réactions ep entre en interférence avec la DIP. Nous allons utiliser ici aussi une approche phénoménologique respectant les contraintes expérimentales actuelles sur les couplages en nous basant sur le Lagrangien effectif de Buchmüller et al. [20] et en nous restreignant aux couplages tels que $\lambda_{\mathrm{L}}\lambda_{\mathrm{R}} = 0$.

7.1 Limites de rejet

En première approche, nous pouvons nous limiter à un domaine cinématique où l'effet des asymétries est le plus sensible, c'est-à-dire, comme pour la recherche directe, à $Q^2 > 1000\,\mathrm{GeV}^2$. Pour affiner la définition de l'erreur sur les asymétries standard A_{MS}, il est possible d'ajouter au terme d'erreur statistique un terme d'erreur systématique sur la mesure des luminosités intégrées des lots de données utilisés: si nous notons σ_1 (σ_2) et $\mathcal{L}_1$ ($\mathcal{L}_2$) la section efficace et la luminosité du premier (second) lot et $\mathcal{R} = \mathcal{L}_1/\mathcal{L}_2$ le rapport des luminosités, nous obtenons l'expression:

$$\delta A_{\mathrm{MS}} = \frac{1 - A_{\mathrm{MS}}^2}{\sqrt{1 - A_{\mathrm{MS}}}} \frac{1}{\sqrt{2\mathcal{L}_1\sigma_1}} + \frac{1 - A_{\mathrm{MS}}^2}{2} \frac{\delta\mathcal{R}}{\mathcal{R}} \tag{7.1}$$

en ajoutant linéairement les contributions des erreurs statistiques et systématiques (les calculs en sont détaillés dans l'appendice A).

Les limites d'exclusions de HERA sur les couplages à 95 % de niveau de confiance (soit un χ^2 de 3.84 pour un degré de liberté) pour tous les types de leptoquark et pour toutes les asymétries dépendent de façon à peu près linéaire de la masse. Ceci nous permet de les paramétriser par:

$$\Lambda_{\mathrm{L,R}} = \frac{M_\chi}{\sqrt{\lambda_{\mathrm{L,R}}^2/4\pi}}\ (\mathrm{TeV}/c^2)$$

qui ne sera estimé que pour des masses de $M_\chi = 0.3\,\mathrm{TeV}/c^2$ et $1\,\mathrm{TeV}/c^2$.

Dans les conditions normales de fonctionnement de HERA, c'est à dire avec une polarisation de l'ordre de 80 % et une erreur systématique sur les luminosités de $\delta\mathcal{R}/\mathcal{R} = \pm 2\,\%$, pour des valeurs intégrées de $\mathcal{L}_1 = \mathcal{L}_2 = 100\,\mathrm{pb}^{-1}$ (soit quelques années de prises de données pour chaque lot), les limites d'exclusion prennent les valeurs résumées dans la table 7.1. Elles y sont exprimées pour l'asymétrie de charge non polarisée A^{-+}, pour celle de polarisation A_{LR}^{--} et pour les "quatre meilleures" asymétries polarisées du point de vue du rejet obtenu (les variables étant indépendantes, à 95 % de niveau de confiance, le χ^2 de la combinaison doit être de $\chi^2 = 9.49$).

type de χ		S_0	$\tilde{\mathrm{S}}_0$	S_1	$\mathrm{V}_{1/2}$	$\tilde{\mathrm{V}}_{1/2}$	V_0	$\tilde{\mathrm{V}}_0$	V_1	$\mathrm{S}_{1/2}$	$\tilde{\mathrm{S}}_{1/2}$
Couplages		$\Lambda_\mathrm{L}/\Lambda_\mathrm{R}$	Λ_R	Λ_L	$\Lambda_\mathrm{L}/\Lambda_\mathrm{R}$	Λ_L	$\Lambda_\mathrm{L}/\Lambda_\mathrm{R}$	Λ_R	Λ_L	$\Lambda_\mathrm{L}/\lambda_\mathrm{R}$	Λ_L
A^{-+}	0.3	1.6*/1.5*	.66	1.5*	.57/.90	.94	.43/.42	.32	.47	1.6*/1.5*	.68
	1	.58/1.1*	.33	.90*	.75/1.6	1.6	.66/.71	1.5	2.2	1.2*/1.1*	.32
A_{LR}^{--}	0.3	2.1/2.3	.64	1.7	.74/2.1	2.1	1.3*/.71	2.6	3.3	1.2/1.2	.46
	1	1.8/2.0	.49	1.4	.64/1.8	1.8	1.3*/.74	2.7	3.4	1.2/1.2	.43
4 meill.	0.3	2.3/2.4	.70	1.8	.75/2.4	2.4	1.4/.74	2.9	3.6	2.1/2.1	.71
	1	1.9/2.0	.50	1.4	.80/2.4	2.4	1.4/.75	2.8	3.5	1.8/1.7	.53

Table 7.1: *Limites d'exclusion à 95% de niveau de confiance sur les paramètres* $\Lambda_{\mathrm{L,R}}$ *par les mesures d'asymétries (de charge, de polarisation et combiné des quatres meilleures) pour tous les types de leptoquarks et pour des masses de* $M_\chi = 0.4\,\mathrm{TeV}/c^2$ *et* $M_\chi = 1\,\mathrm{TeV}/c^2$ *(2e colonne). Les * indiquent les limites atteintes avant un extrémum local d'asymétrie (voir texte).*

Pour certains types de leptoquarks et certaines asymétries, il peut apparaître des extrémums locaux dans la distribution en fonction de λ, c'est le cas si par exemple $A - A_{\mathrm{MS}}$ change de signe quand λ augmente. On en voit un exemple sur la figure 7.1. Dans la table 7.1, les cas où la limite était atteinte avant un maximum (en χ^2) sont marqués d'une étoile *.

Pour l'instant, nous avons négligé l'erreur sur les paramétrisations des fonctions de structure (f.s.); sur la dizaine de f.s. standards parmi les plus récentes à notre disposition[1], la déviation ne dépasse pas quelques pourcents, comme on peut s'en rendre compte sur la table 7.2.

A^{-+}	A_{LR}^{--}	A_{LR}^{++}	A_{LL}^{-+}	A_{RR}^{-+}	A_{LR}^{-+}	A_{RL}^{-+}
±11%	±2.5%	±2.5%	±5%	±20%	±11%	±11%

Table 7.2: *Déviations maximales de la moyenne sur les 10 fonctions de structure essayées pour chacune des asymétries.*

[1] c.a.d. appartenant à la bibliothèque de programme PDF (Parton Density Fonction) de CERNLIB et numérotées 17 (DFLM 260), 33 (HMRS E), 34 (HMRS B), 40, 41 (KMRS B0), 50 (MT S1), 51 (MT B1), 55 (MT S1), 72 (GRV HO), 75 (DO 1.1).

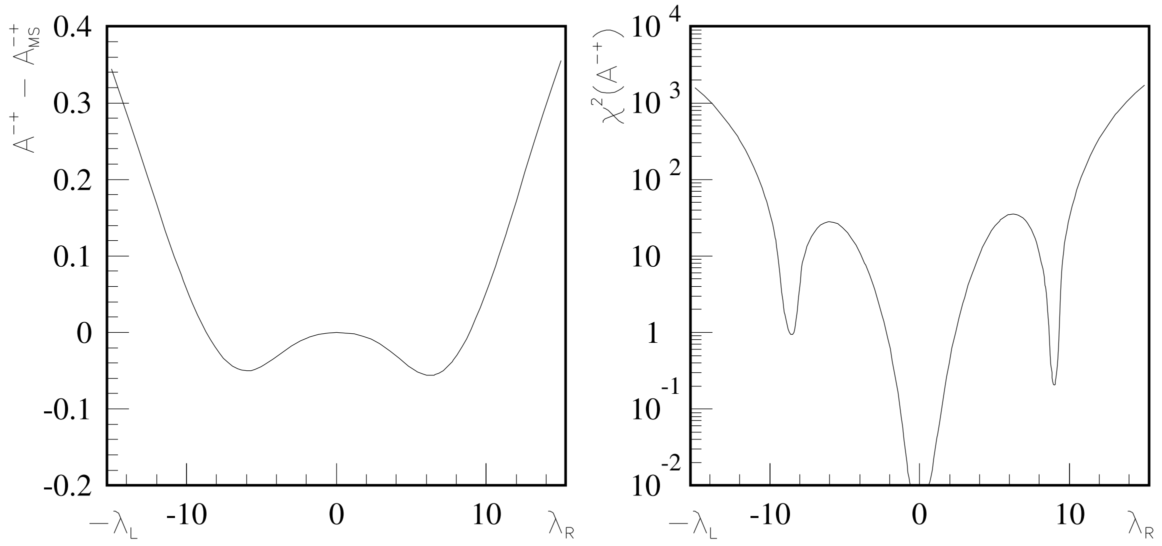


Figure 7.1: *Evolution de la différence d'asymétrie de charge* $(A^{-+} - A^{-+}_{\mathrm{MS}})$ *(gauche) et de son* χ^2 *(droite) en fonction des couplages gauches et droits (de part et d'autre du* 0*) pour le leptoquark* $\mathrm{S}_{1/2}$.

Il existe une méthode pour s'affranchir de la sensibilité parfois importante aux incertitudes des fonctions de structure: puisqu'à faible Q^2 les asymétries sont peu sensibles au signal leptoquark (le bruit de fond prédomine très fortement dans cette région), il devrait être possible de les utiliser comme étalons et d'extrapoler les mesures aux grandes valeurs de Q^2. Ainsi par la définition des deux domaines sûrs pour la mesure de x et de Q^2:

$$\begin{array}{ll} \text{(a)} & 300\,\mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 1000\,\mathrm{GeV}^2 \ , \ x > 0.01 \\ \text{(b)} & Q^2 > 1000\,\mathrm{GeV}^2 \ , \ x > 0.01 \end{array}$$

sur lesquels seront calculés les quatre $\sigma^{qi}_{P_i}$, et par l'expression de ceux-ci avec les facteurs $F^q_P = \sigma^{q(\mathrm{a})}_P / \sigma^{q(\mathrm{b})}_P$, nous pouvons garantir une moindre dépendance par rapport aux f.s., de l'ordre de $\pm 2.5\%$ par facteur. De plus les asymétries ne dépendent que du rapport de deux de ces facteurs, $R^{q_1 q_2}_{P_1 P_2} = F^{q_1}_{P_1} / F^{q_2}_{P_2}$ permettant ainsi d'annuller l'erreur sur la luminosité. En définitive, les déviations par rapport aux valeurs moyennes calculées sur l'ensemble des fonctions de structure sont amoindries d'un facteur 5 à 10, comme cela est visible dans la table 7.3 pour 6 rapports d'extrapolation.

R^{--}_{LR}	R^{++}_{LR}	R^{-+}_{LL}	R^{-+}_{RR}	R^{-+}_{LR}	R^{-+}_{RL}
$\pm 0.3\%$	$\pm 0.3\%$	$\pm 1.0\%$	$\pm 0.9\%$	$\pm 0.9\%$	$\pm 0.9\%$

Table 7.3: *Déviations maximales de 6 des rapports d'extrapolation par rapport à leur moyenne calculée sur l'ensemble des fonctions de structure utilisées.*

L'analyse à l'aide du χ^2 est identique à la précédente à la différence près que la section efficace du Modèle Standard est remplacée par l'extrapolation à la région (b) de la section

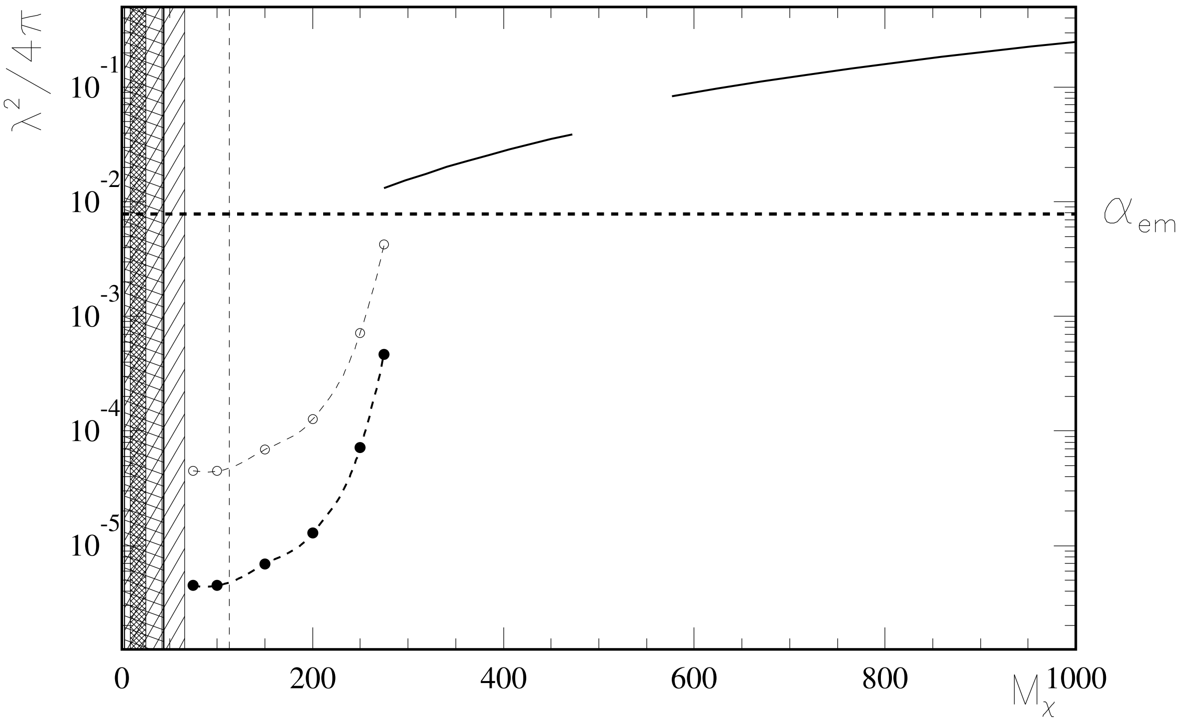


Figure 7.2: *Extension du domaine d'exclusion/découverte de HERA au-delà de la limite cinématique de* 300 GeV *par les mesures des effets virtuels des leptoquarks. Les limites d'exclusion visibles sont obtenues à 95% de niveau de confiance par extrapolation à partir de deux masses de* $M_\chi = 0.3\,\mathrm{TeV}/c^2$ *et* $1\,\mathrm{TeV}/c^2$ *d'une relation linéaire entre la masse et le couplage.*

efficace mesurée dans la région (a). Le χ^2 devient alors:

$$\chi^2 = \left(\frac{A - A_{\mathrm{ext}}}{\delta A_{\mathrm{ext}}}\right)^2$$

où l'erreur prend la forme:

$$\delta A_{\mathrm{ext}} = \frac{1 - A_{\mathrm{ext}}^2}{\sqrt{1 - A_{\mathrm{ext}}}} \sqrt{\frac{1}{2\mathcal{L}_1 \sigma_1^{(\mathrm{b})}} + \frac{1}{2\mathcal{L}_1 \sigma_1^{(\mathrm{a})}}} + \frac{1 - A_{\mathrm{ext}}^2}{2} \delta_{\mathrm{fs}}$$

et où le δ_{fs} correspond à la valeur reportée dans la table 7.3.

Les résultats obtenus sont identiques aux précédents, avec en plus l'intégration des erreurs sur les fonctions de structures. La seule erreur résiduelle concerne les mesures de x et Q^2. L'extension du domaine d'exclusion ouvert à HERA est bien visible sur la figure 7.2.

Conclusions

Quasiment simultanément avec la fin de cette thèse, le collisionneur HERA a réalisé les premières collisions ep utilisables pour la physique et enregistré quelques dizaines d'événements de diffusion inélastique profonde. Dès lors que la luminosité intégrée aura atteint la dizaine de pb^{-1}, cette machine sera un outil particulièrement efficace pour la recherche de particules exotiques tels que les leptoquarks. La préparation de l'analyse pour cette recherche avec H1 est maintenant achevée et n'attends plus que l'épreuve du "réel". L'exploitation des tests CERN 1989-90 du calorimètre à Argon liquide de H1 touche également à sa fin; elle aura permis en particulier de mettre en œuvre une séparation e/π performante, indispensable à une bonne partie de la physique réalisable avec HERA et H1, dont la recherche de leptoquarks.

Dans ce manuscript, nous avons vu que des leptoquarks de basse énergie, susceptibles d'apparaître dans un certain nombre de théories au delà du Modèle Standard, peuvent être décrits par un Lagrangien effectif suivant 10 types de particules possibles. Une recherche phénoménologique est donc possible et a été présentée dans le cadre d'une chaîne complète d'analyse utilisant le programme de reconstruction quasiment définitif et la simulation détaillée du détecteur. Le signal auquel nous nous sommes intéressé est identique à celui de la diffusion inélastique profonde par courant neutre ($e^- + X$) à grand x et grand Q^2, et les outils développés à cette occasion, une reconstruction des variables cinématiques, une reconnaissance de l'électron de diffusion et du jet issu du quark participant, sont naturellement valables pour cette dernière.

L'identification des électrons revêt une importance primordiale pour H1, dont le calorimètre, à Argon liquide, a été choisi et dessiné en particulier en vue d'avoir une excellente mesure de l'électron. Les données de quatres périodes des tests CERN de 1989-90 auquelles nous nous sommes interessé nous ont servi à développer une séparation e/π exploitant essentiellement la structure fine de ce calorimètre en deux étapes, dans un souci de rapidité et de performance. La pré-sélection, premier traitement exploitant quatre "pré-sélecteur" rapides, les combine de façon optimale avec une paramétrisation complète, pour chaque période, en fonction de l'énergie. Elle permet d'atteindre pour une efficacité électron de 97% des facteurs de rejet des pions de l'ordre de 100, pour une impulsion incidente inférieure à 30 GeV. Tout comme les pré-sélecteurs, les moments par rapport à l'axe principal de développement de la gerbe, exploités par la validation, ont été combinés en tenant compte de leur évolution en énergie. Nous avons pu voir leur remarquable stabilité par rapport aux variations sur l'axe ou sur niveau de bruit. La séparation e/π à l'aide du seul calorimètre, et donc en particulier sans aucune exploitation de la mesure indépendante de l'impulsion par les traces, nous donne finalement des facteurs de rejet de 100 à 1000 pour des énergies allant de 10 à 80 GeV.

La génération d'un grand nombre d'événements leptoquarks pour des masses couvrant l'ensemble du domaine de découverte attendu, d'événements de DIP avec une statistique suffisante sur ce même domaine et d'événements de bruits de fond de contamination (photoproduction, saveurs lourdes) préfiltrés, puis leur passage dans la simulation détaillée du détecteur et enfin leur reconstruction a permis une première étude réaliste des performances de H1 pour la recherche de leptoquarks. Cette étude a montré qu'il est possible de réduire les sections efficaces visibles des bruits de fond de contamination les plus importants à moins de 1 pb avec des coupures sur des variables globales et à l'aide d'une simple pré-identification e/π. L'efficacité de ce filtre devrait être encore largement améliorée par l'utilisation d'une identification e/π complète, telle que celle présentée dans cette thèse. Un traitement du signal leptoquark prenant en compte la dépendance des résolutions des masses reconstruites en fonction de y et de la masse a été présenté: la meilleure mesure à haut Q^2 est une combinaison des masses reconstruites à partir de l'électron seul et de la masse invariante "électron–jet", associée à une coupure sur y optimisée pour chaque type, scalaire ou vecteur, de leptoquark. Les informations complémentaires électron et hadron permettent par la surcontrainte des variables cinématiques de se protéger contre les corrections radiatives trop importantes et contre les incohérences révélés par trois autres méthodes de mesure de la masse.

Il a été démontré ici que les leptoquarks peuvent être recherchés en voie directe à HERA (avec des faisceaux electrons ou positrons) jusqu'à des masses de 275 GeV et pour des couplages bien inférieurs au couplage électromagnétique $\alpha_{\rm em}$.

Au delà de la limite cinématique, nous avons vu que la recherche reste possible par la définition d'un χ^2 reflétant l'écart entre les asymétries de charge et de polarisation mesurées à HERA pour la diffusion inélastique profonde et leur prédictions théoriques. Le χ^2 porte sur les 4 asymétries les plus performantes pour chacun des 10 types de leptoquarks, il inclut l'erreur statistique et l'erreur systématique sur la mesure des luminosités à HERA. Une méthode fondée sur l'extrapolation des rapports de sections efficaces mesurées d'un domaine cinématique à un autre est proposée pour contourner l'erreur provenant de la paramétrisation des fonctions de structure du proton. En définitive le domaine de rejet de découverte a été étendu dans la région du TeV.

Dès à présent, les modules d'analyses, électron et leptoquark, sont prêt à recevoir les données. S'il on ne s'attend pas à une quelconque révolution du coté des électrons, qui peut dire pour les seconds ? Quelque soit la réponse, la recherche auprès de HERA promêt d'être passionnante pour les prochaines années.

Bibliographie

[1] F. Halzen et A. D. Martin, *"Quarks & Leptons: an introductory course in modern particle physics"*, John Wiley & sons, New-York(1984).

[2] T.-P. Cheng et L.-F. Li, *"Gauge theory of elementary particle physics"*, Oxford University Press, New-York,1989.

[3] L.E. Ibáñez, *"Beyond the Standard Model (yet again)"*, CERN-TH.5982/91 (Janvier 1991),
lecture présentée à l'ecole de physique du CERN de 1990, Mallorca, Espagne, 16-29 septembre 1990.

[4] S.L. Adler, *"Axial-Vector Vertex in Spinor electrodynamics"*, Phys. Rev. 177-5(1969)2426.

[5] G. Altarelli, *"The Standard electroweak theory and its experimental tests"*, CERN-TH-6305-91 (oct. 91).

[6] G.G. Ross, *"Grand Unified Theories"*, "Frontiers in Physics", The Benjamin/Cumming Publishing Company, Inc., 1985.

[7] V. Barge et R. Phillips, *"Collider Physics"*, Addison-Wesley publishing company, Redwood City, California.

[8] H. Georgi, H. Quinn, S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 33(1974)451.
H. Georgi et S. L. Glashow, Phys. Rev. Lett. 28(1974)1494.

[9] U. Amaldi, W. de Boer et H. Fürstenau, *"Comparison of grand unified theories with electroweak and strong constants measured at LEP"*, Phys. Lett. B260-3,4(1991)447.

[10] U. Amaldi et al., *"Consistency check of Grand Unified Theories"*, CERN-PPE/91-233 (dec. 1991), soumis à Phys. Lett. B.

[11] J. Ellis, S. Kelley et D.V. Nanopoulos, *"Precision LEP data, supersymmetric GUTs and string unification"*, Phys. Lett. B 249-3,4(1990)441.

[12] H. Murayama et T. Yanagida, *"A viable SU(5) GUT with light leptoquarks bosons"*, Tohoku University preprint TU-370 (Mai 1991).

[13] M. Perrottet, *"Introduction à quelques aspects des modèles composites"*, Ecole d'été de Physique des Particules, "La physique au-delà du TeV", IN2P3 edition, Gif-sur-Yvette, 1985.

[14] B. Schrempp et F. Schrempp, *"A class of "natural" composite model"*, Nucl. Phys. B242(1984)203,
et références inclues.

[15] B. Schrempp et F. Schrempp, *"Light leptoquarks"*, Phys. Lett. B153-1(1985)101.

[16] S. Chadha, J. Proudfoot et D.H. Saxon, *"Leptoquark production at HERA"*, Rutherford Laboratory preprint RL-83-071-mc (Août 1983).

[17] V.D. Angelopoulos et al., *"Search for new quarks suggested by the superstrings"*, Nucl. Phys. B292(1987)59.

[18] W. Buchmüller, *"New particles and interactions at HERA"*, preprint DESY 87-143 ITP-UH 17/87 (Nov. 1987).

[19] W. Buchmüller and D. Wyler, *"Constraints on SU(5)-type leptoquarks"*, Phys. Lett. B177-3,4(1986)377.

[20] W. Buchmüller, R. Rückl and D. Wyler, *"Leptoquarks in lepton-quark collisions"*, Phys. Lett. B191-4(1987)442.

[21] A. Djouadi et al., *"(eb), (et) type leptoquarks at ep colliders"*, Z. Phys. C46(1990)679.

[22] O. Shanker, *"$\pi l2\kappa l3$ and $\mathrm{K}^0 - \bar{\mathrm{K}}^0$ constraints on leptoquarks and supersymmetric particles"*, Nucl. Phys. B204(1982)375;
Idem, *"Flavour violation, scalar particles and leptoquarks"*, Nucl. Phys. B206(1982)253.

[23] H.-J. Behrend et al., CELLO Collaboration, *"Search for light leptoquark bosons"*, Phys. Lett. B178-4(1986)452;
W. Bartel et al., JADE Collaboration, *Search for Leptoquarks and other new particles with lepton-hadron signatures in $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^-$ interactions*, Z. Phys. C36(1987)15.

[24] G.N. Kim at al., AMY Collaboration, *"A search for leptoquarks and colored lepton pair production in $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^-$ annihilations at tristan"*, Phys. Lett. B240-1(1990)243;
A. Miyamoto, *"Searches for new particles at TRISTAN"*, proc. of the XXVth Rencontre de Moriond, Les Arcs, France (Mars 1990).

[25] G. Alexender, OPAL Collaboration, *"A search for scalar leptoquarks in Z^0 decays"*, Phys. Lett. B263-1(1991)123.

[26] ALEPH Collaboration, *"Search for new particles in Z^0 decays using the ALEPH detector"*, CERN-PPE/91-149 (Septembre 1991)(soumis à Physics Reports)

[27] D. Schaile et P.M. Zerwas, *"Leptoquarks and diquarks in e^+e^- collisions up to 2 TeV"*, proc. of the workshop on physics at future accelerators, La Thuile, Italy, Vol II (1987) 251.

[28] P. Abreu et al., DELPHI Collaboration, *"Search for scalar leptoquarks from Z^0 decays"*, Phys. Lett. B275-1(1992)222.

[29] B. Adeva et al., L3 Collaboration, *"Search for leptoquarks in Z^0 decays"*, Phys. Lett. B261-1(1991)169.

[30] S. Geer, *"constraints on physics beyond the standard model from the UA1 experiment"*, proc. of the Internat. Europhys. Conf. on High Energy Physics, Uppsala, Sweeden, Vol 1 (1987) 219.
également:
J. Ellis and F. Paus, *"Searches for new physics"*, preprint CERN TH. 4992 (Mars 1988).

[31] J. Alitti et al, UA2 collaboration, *"A search for scalar leptoquarks at the CERN* $p\bar{p}$ *collider"*, CERN-PPE/91-158 (Sept. 1991).

[32] Pour la recherche de Leptoquarks au LEP-LHC consultez
N. Harnew, proc. Phys at Future Accelerators, CERN 87-07 vol II (1987)237;

pour celle auprès des collisionneurs hadroniques, tels le SppS du CERN, le tevatron du FNAL ou le SSC voyez
A. Dobado, M.J. Herrero et C. Munoz, Phys. Lett. B207-1(1988)97;
R.N. Mohapatra, G. Segrè et L. Wolfenstein, Phys. Lett. B145(1984)443;
O.J.P. Eboli et A.V. Olinto, Phys. Rev. D38-11(1988)3461;

pour celle à LEP II, voyez
H. Dreiner et al., Mod. Phys. Lett. A3-4(1988)443;
T.M. Aliev et I. Dobrolioubov, Mod. Phys. Lett. A4-16(1989)1521;

également sur le sujet:
R.W. Robinet, Phys. Rev. D37-1(1988)84;
V.S. Berezinskii, Sov. J. Nucl. Phys. 41(1985)2;

[33] D. H. Saxon, *"Lepton-Hadron physics: Past, Present and Future"*, RAL-89-087.

[34] S. Rudaz and J. Vermaseren, *"Technicoloured signatures in lepton-hadron collisions"*, preprint CERN TH-2961 (Oct. 1980).

[35] CDF collaboration, Talk presented by G.P. Yeh at the Fermilab conf. 90/138-e(1990)

[36] J. Wudka, *"Composite leptoquarks"*, Phys. Lett. B167-3(1986)337.

[37] J.A. Grifols and S. Peris, *"E_6 scalar leptoquarks at HERA: Cross sections and asymmetries"*, Phys. Lett. B201-2(1988)287.

[38] M.A. Doncheski and J.L. Hewett, *"Indirect leptoquark search limits at HERA"*, proc. of the Summer study on high energy physics, Snowmass, USA (Juil. 1990)

[39] G. Wolf, *"HERA: Physics, machine and experiments"*, preprint DESY 86-089 (Août 1986).

[40] D. H. Saxon, *"The HERA Physics Programme"*, preprint DESY 91-101 (Sept. 1991).

[41] G. Altarelli et G. Parisi, Nucl. Phys. B126(1977)298.

[42] T. Carli, Thèse de doctorat, Mai 1992

[43] G. Ingelman et al., *"Deep inelastic physics and simulation"*, p3,
J. Feltesse, *"Measurement of inclusive differential cross sections"*, p33,
M. Bengtsson et al., *"QCD effects in hadronic final state"*, p281,
proc. du HERA workshop, Vol. 1 et 2 (1987).

[44] H. Jung, G. A. Schuler, J. Terrón, *"J/ψ production mechanisms and determination of the gluon density at HERA"*, p712,
T. Carli, P. Dingus et Y. Sirois, *"Excited states of composite electron in H1"*, p1112,
P. Haber, H.-U. Martyn, F. Schrempp, *"Contact interactions and new heavy bosons at HERA - a model independent analysis"*, p1133,
proc. du HERA workshop, Vol. 1 et 2 (1991).

[45] M. Besançon, *"Etude de la résolution en énergie des hadrons dans un calorimètre à argon liquide pour l'expérience H1 et étude de la détection de particules supersymétriques à HERA"*, Thèse de doctorat Août 1989, note CEA-N-2614.

[46] J.F. Laporte, *"La diffusion profondement inélastique."*, thèse de doctorat, U. Paris sud (Déc. 1991).

[47] W. Langer, H. Oberlack et P. Schacht, H1-note 04/87-60; H.U. Martyn, H1-note 02/86-44; H. Blume, H1-note 03/86-46.

[48] E. Longo et Sistili, Nucl. Inst. & Meth. 128(1975)283.

[49] B. Rossi, *"High-Energy Particles"*, Prentice Hall, New-York(1952).

[50] G. Grindhammer, M. Rudowicz et S. Peters, *"The fast simulation of electromagnetic and hadronic showers"*, SLAC PUB–5072 (Oct. 1989), soumis à NIM.

[51] J. Badier et M.Bardadin-Otwinowska, ALEPH 87-73.

[52] P. Perrodo, *"Etude du calorimètre à Argon liquide de l'expérience H1 à HERA. Simulation rapide des gerbes produites par les hadrons dans un calorimètre, et étude des méthodes de pondération pour la mesure de l'énergie finale des hadrons."*, thèse de doctorat, Ecole Polytechnique (Oct. 1988).

[53] U. Amaldi, "*Fluctuation in calorimetry measurement*", CERN-EP/80-212, présenté à l'International Conference on Experimentation at LEP, Uppsala, 16-20 Juin 1980.

[54] C.W. Fabjan, *"Calorimetry in high-energy physics"*, CERN-EP/85-84 (Avril 85), lecture donnée au NATO Advance Studies Institute on Techniques and Concepts in High-Energy Physics(II), St. Croix, Virgin Islands, USA, 2-13 Août.

[55] R. Wigmans, *"High resolution hadron calorimetry"*, Nucl. Inst. & Meth., A265(1988)273.

[56] W. Brauschweig et al., *"Results from a test of a Pb-Cu liquid argon calorimeter"*, DESY 87-098 and Nucl. Inst. & Meth. A265(1988), 419.

[57] H1 Calorimeter group, *"Results from a test of a Pb-Fe liquid argon calorimeter"*, DESY 89-022 and Nucl. Inst. & Meth. A265(1988), 419.

[58] H.W. Atherton et al., *"Electron and photon beams in the SPS experimental areas"*, preprint CERN/SPS 85-43(EBS).

[59] C. Bovet et al., *"The CEDAR counters for particle identification in the SPS secondary beam: a description and an operation manual"*, CERN 82-13, SPS Div.(1982) (Yellow Report)

[60] B. Aubert et al., *"Performance of a liquid argon e.m. calorimeter"*, Nucl. Inst. & Meth., A309(1991)438.

[61] R.Engelmann et al., *"Response of a highly segmented extruded lead glass calorimeter to electrons and pions between 15 and 45 GeV"*, Nucl. Inst. & Meth. 216(1983)45.

[62] A. Babaev et al., *"Properties of electromagnetic and hadronic showers measured with liquid argon calorimeter"*, Nucl. Inst. & Meth. 160(1979)427.

[63] M. Colombo, *"Trennung von Elektronen und Pionen in einem Flüssigargonkalorimeter des H1 Detector"*, Diplomarbeit, Universität Dortmund (Nov. 1990)

[64] T. Köhler, Diplomarbeit in Physik, I. Phys. Inst., Aachen, (Juin 1989);
Idem, COMPOS 1.1 Manual (Mai 1991).

[65] R. Turlay et al., *"Detectors for charged current events"*, proc. of the study of an ep facility for Europe, DESY 79/48 (Août 1979) p 377.

[66] J. Kripfganz, H.J. Möhring, H. Spiesberger, *"Higher order leading logarithmic QED corrections to deep inelastic ep scattering at very high energies"*, DESY 90-096 (Août 1990)

J. Kripfganz, H.J. Möhring, H. Spiesberger, *"Caracteristics of radiative events in deep inelastic ep scattering at HERA"*, DESY 90-145 (Nov. 1990)

Liste des Figures

Liste des Tables

Appendice A

Calcul de l'erreur d'asymétrie

L'erreur statistique sur l'assymétrie du Modèle Standard se dérive simplement de sa définition:

$$A = \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{\sigma_1 + \sigma_2}$$

en

$$\delta A = \frac{\delta\sigma_1 - \delta\sigma_2}{\delta\sigma_1 + \delta\sigma_2} - A\frac{\delta\sigma_1 + \delta\sigma_2}{\delta\sigma_1 + \delta\sigma_2}$$

L'erreur statistique sur la mesure des sections efficaces de chaque lot étant en:

$$\frac{\delta\sigma}{\sigma} = \frac{\delta N}{N} \simeq \frac{1}{\sqrt{N}} = \frac{1}{\sqrt{\mathcal{L}\sigma}}$$

celle sur l'assymétrie deviendra:

$$\delta A = \frac{\sigma_1}{\sigma_1 + \sigma_2}(1 - A)\frac{1}{\sqrt{\mathcal{L}_1\sigma_1}} - \frac{\sigma_2}{\sigma_1 + \sigma_2}(1 + A)\frac{1}{\sqrt{\mathcal{L}_2\sigma_2}}$$

En utilisant

$$\frac{\sigma_1}{\sigma_1 + \sigma_2} = \frac{1 + A}{2} \text{ et } \frac{\sigma_2}{\sigma_1 + \sigma_2} = \frac{1 - A}{2}$$

on obtient

$$\delta A = \frac{1 - A^2}{2}\frac{1}{\sqrt{\mathcal{L}_1\sigma_1}} - \frac{1 - A^2}{2}\frac{1}{\sqrt{\mathcal{L}_2\sigma_2}}$$

Les erreurs de chaque membre doivent s'ajouter quadratiquement. Dans le cas ou $\mathcal{L}_1 \simeq \mathcal{L}_2$, l'expression obtenue est simple:

$$\delta A = \frac{1 - A^2}{2}\left[\frac{1}{\mathcal{L}_1\sigma_1}\frac{\sigma_1 + \sigma_2}{\sigma_2}\right]^{-1/2}$$

soit

$$\boxed{\frac{1 - A^2}{\sqrt{1 - A}}\frac{1}{\sqrt{2\mathcal{L}_1\sigma_1}}}$$